

C. Bindhardt

Frankfurt ^a/Main 1970

Untersuchung einiger Deuteronenreaktionen in ^{39}K

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

vorgelegt von

Christoph Bindhardt

aus Berlin

Frankfurt am Main, 1969

Gedruckt mit Genehmigung der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität
Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. G. Schneider
Erster Berichterstatter: Prof. Dr. R. Bass
Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. E. Schopper

Tag der mündlichen Prüfung 2. Februar 1970



Inhalt

	Seite
I Einleitung	1
I,1 Deuteroneninduzierte Reaktionen an ^{39}K	1
I,2 Anomalien bei der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n}_0)^{40}\text{Ca}$ -Reaktion	2
I,3 Analogzustände in ^{40}Ca	3
II Direkte Reaktionen und elastische Streuung	5
II,1 Elastische Deuteronenstreuung an Kalium	5
II,1,1 Versuchsaufbau	5
II,1,2 Optische Parameter	6
II,1,3 DWBA-Rechnungen zur $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n}_0)$ -Reaktion	8
II,2 Die $^{39}\text{K}(\text{d},\text{p})^{40}\text{K}$ -Reaktion	11
II,2,1 Vorbemerkungen	11
II,2,2 Versuchsaufbau	12
II,2,3 Auswertung. Fehler. Ergebnisse	14
II,3 Spektroskopische Faktoren	15
II,3,1 $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion	15
II,3,2 $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n}_0)$ -Reaktion	18
III Suche nach Analogzuständen in ^{40}Ca	20
III,1 Kopplung analoger Kanäle in der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{p})$ -Reaktion	21
III,1,1 Vorbemerkungen	21
III,1,2 Experimente und Ergebnisse	22
III,2 Anregungsfunktionen der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Reaktion	24
III,2,1 Vorbemerkungen	24
III,2,2 Vorversuche	25
III,2,3 Experimente und Ergebnisse	26
III,3 Winkelverteilungen der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Reaktion	28
III,3,1 Vorbemerkungen	28
III,3,2 Ergebnisse	31
IV Zusammenfassung	34

Digitized by the Internet Archive
in 2026

I Einleitung

I,1 Deuteroneninduzierte Reaktionen an ^{39}K

Die direkten (d,n)- und (d,p)-Reaktionen, bei denen jeweils ein Teilchen vom Deuteron auf den Targetkern übertragen wird, sind ein gutes Hilfsmittel bei der Bestimmung spektroskopischer Größen der Endkernniveaus. Bei direkten Reaktionen ist die Form der Winkelverteilung für den vom transferierten Teilchen übertragenen Bahndrehimpuls ℓ charakteristisch. Mit ℓ ist dann die Parität und in günstigen Fällen auch der Spin der Endkernniveaus bekannt. Der Einteilchentransfer bevorzugt Endzustände mit starkem Einteilchencharakter, wozu z.B. auch die Analogzustände zählen.

In einer Reihe von Arbeiten sind schon deuteroneninduzierte Reaktionen an ^{39}K zur Bestimmung von Anregungsenergien, Bahndrehimpulsen, spektroskopischen Faktoren und der Einteilchenkonfigurationen von Niveaus in ^{40}K und ^{40}Ca benutzt worden. Die wichtigsten Arbeiten sind die von Enge und Mitarbeitern über die $^{39}\text{K}(d,p)^{40}\text{K}$ -Reaktion (En 59) und die erst vor kurzem erschienene Arbeit von Fuchs und Mitarbeitern über die $^{39}\text{K}(d,n)^{40}\text{Ca}$ -Reaktion, die die angeregten Niveaus in ^{40}Ca bis etwa 10 MeV untersucht haben. In einer früheren Arbeit von Quast waren schon Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen des Grundzustandsüberganges der $^{39}\text{K}(d,n)$ -Reaktion veröffentlicht worden (Ba67).

Die Ergebnisse der Quastschen Messungen sind insofern interessant, als sie sich nur schwer durch einfache Modelle erklären lassen. In dieser Arbeit sollte die Deutung der noch offenen Fragen bei der $^{39}\text{K}(d,n_o)$ -Reaktion und die Identifizierung von Analogzuständen in ^{40}Ca versucht werden.

I,2 Anomalien bei der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n}_0)^{40}\text{Ca}$ -Reaktion

Die (d,n)-Reaktion verläuft vorzugsweise als direkte Transferreaktion, für die ein glatter Verlauf der Anregungsfunktion charakteristisch ist. Die von Quast gefundenen Anregungsfunktionen sind dagegen wegen ihrer breiten Strukturen bemerkenswert (Abb. 2). Die nächstliegende Erklärung ist die, daß sich die Compoundbeiträge stark mit der Energie verändern. Ist dies richtig, dann sollte man ein ähnliches Verhalten auch bei den Anregungsfunktionen der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{p})^{40}\text{K}$ -Reaktion beobachten können.

Die Form der von Quast gefundenen $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n}_0)$ -Winkelverteilungen ist zwar für direkte Reaktionen kennzeichnend, trotzdem entsprechen die Ergebnisse nicht den Erwartungen. Das Schalenmodell sagt nämlich eine $\ell = 2$ Winkelverteilung voraus, bei der man nicht mit einem schmalen Maximum bei 0° rechnet (Abb. 1). Die Form der gefundenen Winkelverteilungen wird auch nicht von DWBA-Rechnungen wiedergegeben. In dieser Arbeit sollte deshalb untersucht werden, ob vielleicht durch realistischere DWBA-Rechnungen, die die in der DWBA-Theorie üblichen Näherungen teilweise nicht enthalten, die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung verbessert werden kann. Eine Verbesserung erhofft man sich auch dadurch, daß für diese Rechnungen optische Parameter aus der Analyse der elastischen Streuung an Kalium benutzt werden, während die von Quast und Bass verwendeten Parameter der Literatur entnommen waren.

Zur Klärung der breiten Strukturen in den $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n}_0)$ -Anregungsfunktionen wurden die Anregungsfunktionen der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{p})^{40}\text{K}$ -Reaktion gemessen; die K(d,d)-Streuung wurde gemessen, um optische Parameter zu bestimmen.

I,3 Analogzustände in ^{40}Ca

Nach dem einfachen Schalenmodell erhält man Analogzustände isobarer Kerne durch Austausch eines Neutrons gegen ein Proton in der gleichen Schalenmodellbahn. Ein wesentliches Merkmal ist daher zunächst gleicher Spin und gleiche Parität wie der Urbildzustand. Die Energieunterschiede in einem Isospinmultiplett rühren von der Coulombenergie her. In diesem Bild sind die Urbildzustände Einteilchenzustände im System Target + Neutron, die Analogzustände solche im System Target + Proton (Abb. 3). Die (d,n) - und (d,p) -Einteilchentransferreaktionen werden daher auch als analoge Reaktionen bezeichnet, wenn ihre Endzustände analog sind (Abb. 3). Analoge Reaktionen liefern weitere Anhaltspunkte bei der Suche nach Analogzuständen, da diese im Bahndrehimpuls und dem spektroskopischen Faktor übereinstimmen.

Die erste Identifizierung des $(d^{3/2}_{-1} f^{7/2})_{T=1}$ -Quadrupletts in ^{40}Ca gelang Erskine mit der $^{39}\text{K}(\tau,d)^{40}\text{Ca}$ -Reaktion aufgrund eines Vergleichs der spektroskopischen Faktoren und der gleichen Niveauabstände mit ihren Analoga in ^{40}K (Er66). Diese Zuordnungen wurden später von Seth (Se67) ebenfalls mit der $^{39}\text{K}(\tau,d)$ -Reaktion und von Fuchs mit der $^{39}\text{K}(d,n)$ -Reaktion bestätigt. Fuchs versucht auch in seiner Arbeit, Zuordnungen zum $(d^{3/2}_{-1} p^{3/2})_{T=1}$ -Quadruplett zu machen, die aber noch nicht gesichert sind (Abb. 4).

Nach einem Vergleich der Niveauabstände in ^{40}K und ^{40}Ca sollten die $J = 1^-, 2^-, 3^-$ Mitglieder des $(D^{3/2}_{-1} p^{3/2})_{T=1}$ -Quadrupletts bei etwa 9,73 MeV in ^{40}Ca liegen (Abb. 4). In diesem Bereich sind die Niveaus instabil gegen Protonenzerfall, so daß zur Untersuchung die $^{39}\text{K}(p,p)$ -Streuung (Wi70) oder der Stufenprozeß $^{39}\text{K}(d,n)^{40}\text{Ca}^*(p)^{39}\text{K}$ verwendet werden können (Abb. 3). Die $^{39}\text{K}(d,np)$ -Reaktion hat vor der $^{39}\text{K}(d,n)$ -Reaktion den Vorteil, daß man knapp oberhalb der Schwelle messen kann, da die Protonenzerfallsenergie weitgehend unabhängig von der Einschußenergie ist. Die Anregungsfunktionen der gefundenen Protonengruppen lassen sich daher bis nahe an die Schwelle heran messen.

Aus der Extrapolation der Anregungsfunktion kann man die Schwelle der zugehörigen (d,n) -Reaktion und damit die Anregungsenergie des Zwischenzustandes in ^{40}Ca feststellen. Auf diese Art wurden mehrere Zustände in ^{40}Ca bestimmt, die als Kandidaten der gesuchten Analogzustände in Frage kommen.

Wie bei jedem Zweistufenprozeß kann man auch hier Winkelkorrelationsmessungen zur Spinbestimmung der ^{40}Ca -Zustände heranziehen. Wenn man knapp über der Schwelle mißt, ist das zuerst emittierte Neutron schon in seiner Richtung fixiert, so daß sich dessen Nachweis erübrigt. Bei Kenntnis der Spins hat man weitere Anhaltspunkte zur Festlegung der Analogzustände.

Einen weiteren interessanten Aspekt liefert die Kopplung analoger Kanäle, die zuerst von Moore bei der $^{90}\text{Zr}(d,p)$ -Reaktion beobachtet wurde (Mo66). Wegen der Isospinabhängigkeit der Kernkräfte sind die analogen (d,p) - und (d,n) -Reaktionen miteinander gekoppelt, und diese Kopplung kann sich dann in der (d,p) -Anregungsfunktion durch eine Anomalie an der Schwelle der analogen (d,n) -Reaktion bemerkbar machen.

Die $^{39}\text{K}(d,p)$ -Anregungsfunktionen wurden in dem Bereich untersucht, wo die Schwellen bekannter $^{39}\text{K}(d,n)$ -Reaktionen liegen. Von der $^{39}\text{K}(d,np)$ -Reaktion wurden die Protonengruppen und deren zugehörige Niveaus in ^{40}Ca festgestellt. Durch die Messung der $^{39}\text{K}(d,np)$ -Winkelverteilungen wurde versucht, den gefundenen Niveaus Spins zuzuordnen.

II,1 Die elastische Deuteronenstreuung an Kalium

II,1,1 Versuchsaufbau

Die elastische Streuung von Deuteronen an Kalium wurde in der älteren 29,5 cm Ø-Streukammer gemessen, die an einem Seitenkanal des 5,5 MeV van de Graaff-Beschleunigers des Instituts fest eingebaut war (Gr66a). Da bei diesen Messungen der Versuchsaufbau der gleiche war, wie er schon von Lacek beschrieben wurde, sollen hier nur die wichtigsten Daten genannt werden (La67).

Zum Nachweis der gestreuten Teilchen standen acht Silizium-Grenzschichtzähler zur Verfügung, die in Abständen von 10° auf einem Zählerteller montiert waren. Die Impulse aus den Detektoren wurden über Vorverstärker, Verstärker und Fensterverstärker auf einen Vielkanal-Analysator gegeben. Die Messung einer Winkelverteilung bestand aus vier verschiedenen Einstellungen des Zählertellers, bei denen die niedrigsten Winkel jeweils 30° , 35° , 85° und 90° waren. Damit war in der Regel zwischen 30° und 160° alle 5° mindestens ein Meßpunkt vorhanden. Die Winkelauflösung eines Zählers betrug etwa $1,1^\circ$. Die Winkelverteilungen wurden bei Energien zwischen 3,5 und 5,5 MeV in Abständen von 0,5 MeV gemessen.

Als Targetsubstanz wurde Kaliumjodid im natürlichen Isotopengemisch von 93,22 % ^{39}K , 0,01 % ^{40}K und 6,77 % ^{41}K genommen, das auf freitragende Kohlenstoffolien aufgedampft wurde. Da die elastische Streuung an Jod im gewählten Energiebereich nahezu reine Rutherfordstreuung ist, läßt sich die Winkelverteilung von Jod zur Absolutbestimmung der Winkelverteilung von Kalium heranziehen. Kaliumjodid hat jedoch auch einen Nachteil: Bei unvorsichtiger Behandlung während des Aufdampfens oder während des Bestrahleins mit Deuteronen zersetzt sich das KJ, wobei vor allem Jod entweicht. Da sich dann das stöchiometrische Verhältnis ändert, geht auch die elastische Streuung an Jod als Bezugspunkt verloren. Um die Zersetzung des Kaliumjodids bei der Bestrahlung zu vermeiden, wurden nur sehr geringe Strahlströme zwischen 30 und 50 nA verwendet. Die Targetdicke betrug etwa $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, was in dem gewählten Energiebereich einem Energieverlust der Deuteronen von etwa 5 bis 10 keV entspricht.

Da die elastische Streuung überwiegend durch die Rutherfordstreuung bestimmt wird, wird bei der Darstellung von Winkelverteilungen üblicherweise das Verhältnis σ/σ_C aufgetragen, wobei $\sigma(\vartheta)$ der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt und $\sigma_C(\vartheta)$ der Rutherford-Wirkungsquerschnitt sind. Abbildung 5 zeigt das Verhältnis σ/σ_C in Abhängigkeit vom Laborwinkel ϑ . Bei Vorwärtswinkeln, wo die elastischen Streuquerschnitte am größten sind, sind die Fehler am kleinsten, bei Rückwärtswinkeln am größten. Die Fehler werden nach Abwägen aller beeinflussenden Größen auf etwa 5 % bei 50° und etwa 10 % bei 160° geschätzt. Bei kleinen Winkeln, wo die Unterschiede in den Emissionsenergien kaum noch vom Targetkern abhängen, war eine Trennung von Kalium- und Jodpeak nicht mehr möglich, so daß die kleinsten auswertbaren Winkel bei 40° bis 45° liegen.

II,1,2 Optische Parameter

Die optischen Parameter erhält man aus der Analyse der gemessenen Winkelverteilungen (Abb. 5) nach dem optischen Modell. Zur Parametersuche mit dem Rechenprogramm ABACUS (Au62) wurde die bei Lacek beschriebene Suchmethode verwendet (La67). Für das optische Potential wurde der folgende Ansatz gemacht:

$$(II,1) \quad U_{\text{opt}}(r) = -V \cdot f_1(r) - iW4a_2 \frac{d}{dr} f_2(r) + V_C(r)$$

$$\text{mit } f_1(r) = (1 + \exp(x_i))^{-1}, \quad x_i = (r - R_i)/a_i, \\ R_i = r_i A^{1/3}, \quad i = 1, 2$$

$$\left. \begin{aligned} V &= V_O - V_1 \cdot E \\ W &= W_O - W_1 \cdot E \end{aligned} \right\} \quad E \text{ im Schwerpunktsystem}$$

$$V_C(r) = \begin{cases} (zZe^2/2R_C) \cdot (3 - r^2/R_C^2), & r < R_C \\ zZe^2/r, & r \geq R_C, \quad R_C = 1,25 \cdot A^{1/3} \end{cases}$$

Die Verwendung eines Oberflächenabsorptionsterms im Imaginärteil des optischen Potentials ist für Deuteronen üblich, da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Deuteronen im Kern-

innern sehr klein ist. Obwohl die Berücksichtigung eines Spin-Bahnkopplungsterms für Deuteronen oft eine Verbesserung der Anpassung bringt (Ba64), mußte hier darauf verzichtet werden, da das ABACUS-Programm keine derartigen Rechnungen für Teilchen mit Spin 1 gestattet.

Das Rechenprogramm variierte die optischen Parameter V , W , r_1 , a_1 , r_2 und a_2 solange, bis die Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Winkelverteilung optimal war. Als Maß für die Güte einer Anpassung diente die Größe

$$(II,2) \quad \chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_{\text{theor}}(\theta_i) - \sigma_{\text{exp}}(\theta_i)}{\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)} \right]^2$$

wobei N die Anzahl der Meßpunkte einer Winkelverteilung ist.

Die Winkelverteilung bei $E_d = 3,5$ MeV wurde nicht zur Analyse herangezogen. Da bei kleineren Energien der Einfluß der Kernpotentialstreuung immer geringer wird, vermindert sich dort auch der Wert einer Analyse. Aus der Analyse ergaben sich die in Tabelle 1 aufgeführten Parametersätze.

Satz	V_0	V_1	W_0	W_1	r_1	a_1	r_2	a_2	$10^3 \cdot \chi^2$
A	106,6	2,62	6,94	1,11	1,21	0,72	1,50	0,506	24,0
B	117,5	3,54	9,24	0,56	1,15	0,74	1,49	0,506	24,7
C	131,7	2,82	11,34	0,11	1,04	0,76	1,44	0,491	25,9
D	147,1	5,31	5,12	0,46	1,00	0,77	1,47	0,689	22,2
E	157,4	2,53	7,73	0,93	0,93	0,74	1,31	0,501	33,5
F	169,3	2,02	4,06	0,63	0,85	0,77	1,32	0,729	29,6

Tabelle 1

Optische Parameter für $K(d,d)$ -Streuung

Die Werte der Parameter r_1 , a_1 , r_2 und a_2 sind Mittelwerte aus den Anpassungen bei $E_d = 4, 4.5, 5$ und 5.5 MeV. Die Abweichungen dieser Werte vom Mittelwert sind gering. V_0 , V_1 und W_0 , W_1 wurden aus den bei verschiedenen Energien ermittelten Werten von V und W erhalten. Bei den in Abbildung 5 gezeigten Winkelverteilungen sind mit Satz A gerechnete Kurven eingezeichnet worden.

Es gibt immer mehrere Parametersätze, die die Meßergebnisse gleich gut anpassen. Eine Unterscheidung ist im allgemeinen erst möglich, wenn man weitere Daten zur Verfügung hat, wie z.B. die Verwendung dieser Parametersätze in DWBA-Rechnungen. Die Mehrdeutigkeit ergibt sich daraus, daß für die elastische Streuung nur der asymptotische Verlauf der Wellenfunktion maßgebend ist, aber nicht der Verlauf im Kerninnern. Daraus resultiert auch die Beziehung

$$(II,3) \quad V \cdot r_1^n = \text{const.}, \quad 1 < n < 3$$

nach der V und r_1 nicht unabhängig voneinander sind. Die in dieser Arbeit gefundenen Parametersätze A bis F erfüllen Gleichung 3 mit $n = 1,47$ bei $E = 4$ MeV.

Die Compoundanteile der elastischen Streuung wurden nicht berücksichtigt. Die Auswertungen der (d,p) -Daten bei 5,5 MeV ergeben, daß der Compoundwirkungsquerschnitt bis zu etwa 0,4 mb/sterad für einen Protonenausgangskanal beträgt. Die Wirkungsquerschnitte für (d,α) -Reaktionen erreichen um 5 MeV höchstens Werte von 0,25 mb/sterad (Na68). Es wurde daher geschlossen, daß für den elastischen Kanal die Compoundbeiträge vernachlässigbar sind, da der kleinste gemessene Wirkungsquerschnitt bei 6 mb/sterad für $\vartheta = 150^\circ$ und $E = 5,5$ MeV liegt.

II,1,3 DWBA-Rechnungen zur $^{39}\text{K}(d,n_0)^{40}\text{Ca}$ -Reaktion

Winkelverteilungen der $^{39}\text{K}(d,n_0)$ -Reaktion sind bis jetzt von Quast (Ba67) mit einem Stilbenneutronenspektrometer und von Fuchs (Fu69) mit der Flugzeitmethode gemessen worden. Bei den Ergebnissen von Quast ist das 5° breite Maximum bei 0° beachtenswert, das im ganzen untersuchten Energiebereich auftritt. Fuchs hat zwar bei seinen Messungen dieses Maximum nicht finden können, er kann allerdings auch nicht ausschließen, daß es durch seine Winkelauflösung von 5° verschmiert worden ist. Endgültige Klärung wird man vielleicht erst durch weitere Messungen mit anderen Methoden erhalten.

Bei den bisherigen DWBA-Rechnungen mit dem Rechenprogramm TSALLY (Ba62) ließ sich zwar das 0° -Maximum, aber nicht das Minimum bei 10° darstellen (Abb. 1). Unabhängig von möglichen weiteren Messungen sollte jedoch geprüft werden, inwieweit sich die von Quast gefundenen Winkelverteilungen durch realistischere DWBA-Rechnungen bei kleinen Winkeln reproduzieren lassen. Die bisherigen Rechnungen hatten die Wellenfunktion im Eingangskanal aus einem optischen Potential für elastische Deuteronenstreuung an ^{40}Ca erhalten (Le64), hatten die übliche Nullreichweitenäherung für die Neutron-Protonwechselwirkung gemacht und hatten lokale Wellenfunktionen benutzt. Von den in Tabelle 1 aufgeführten Parametersätzen haben sich bei Rechnungen zur $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion nur die Sätze A und B als geeignet erwiesen. Da sie gleichwertige Ergebnisse liefern, wurde im weiteren nur mit Satz A gerechnet. Die exakte Behandlung der erwähnten Verbesserungen, die Verwendung von Neutron-Protonkräften endlicher Reichweite und die Verwendung von nichtlokalen Potentialen, würde sehr viel Rechenzeit in Anspruch nehmen, so daß man geeignete Näherungen einführen muß.

Bei der Berechnung der Reaktionsamplitude nach der DWBA-Theorie kommt man auf Integrale der Form

$$(II,4) \quad I^{lm} = \int d\kappa_p \chi_n^{(-)*}(\kappa_p) \cdot \psi_p^{lm}(\kappa_p) \cdot \chi_d^{(+)}(\kappa_p)$$

χ_n und χ_d sind die optischen Wellenfunktionen des Ausgangs- und Eingangskanals, ψ_p ist die Wellenfunktion des eingefangenen Protons, die auch aus einem optischen Potential berechnet werden kann. Die obige Form enthält schon die Näherung verschwindender Reichweite, d.h. daß

$$(II,5) \quad V_{np}(r_{np}) \cdot \psi_d(\kappa_{np}) = D_0 \cdot \delta(\kappa_{np})$$

gesetzt wurde. V_{np} ist das Neutron-Protonpotential, ψ_d die Wellenfunktion des Deuterons und κ_{np} der Abstand zwischen Proton und Neutron.

Um die Effekte endlicher Reichweite zu berücksichtigen, wurden von Buttle und Goldfarb die Wellenfunktionen $\chi_n(r_n)$ und $\chi_d(r_d)$ um den Punkt r_p in eine Taylorreihe entwickelt (Bu64). Nimmt man V_{np} und χ_d in der Hulthénschen Form, dann ist in erster Näherung

$$(II,6) \quad \Lambda(r_p) = 1 - (V_d(r_p) - V_n(r_p) - V_p(r_p) - B_d)/49 \cdot B_d$$

wobei Λ ein multiplikativer Term im Integranden von Gleichung (4) ist. Im Falle, daß $V_d \approx V_n + V_p$ ist, ist der Einfluß der endlichen Reichweite auf die Form der Winkelverteilung gering.

Die nichtlokalen Effekte lassen sich in der sogenannten "local energy approximation" (LEA) behandeln (Pe64). Es sei φ_L eine lokale Wellenfunktion und φ_{NL} deren nichtlokales Äquivalent. Dann gilt in guter Näherung

$$(II,7) \quad \varphi_{NL} = C \cdot \left[1 + \frac{m\beta^2}{2k^2} \cdot V(r) \right]^{-\frac{1}{2}} \cdot \varphi_L$$

wobei m die reduzierte Masse, $V(r)$ der Realteil eines lokalen Potentials und β die Reichweite der Nichtlokalität ist. Gebräuchliche Werte für β sind $\beta = 0,85$ für Nukleonen und $\beta = 0,54$ für Deuteronen. Bei DWBA-Rechnungen wird auf jede der drei Wellenfunktionen χ_n , χ_d und ψ_p diese Beziehung angewendet. Für die beiden Streuwellenfunktionen χ_n und χ_d ist $C = 1$, für die Wellenfunktion ψ_p folgt C aus der Normierung. Durch das nichtlokale Potential werden die Beiträge des Kerninnern stark gedämpft. Es hat daher eine vergleichbare Wirkung wie der bei DWBA-Rechnungen häufig benutzte Cutoff-Radius.

Die genannten Effekte wurden mit einem DWBA-Rechenprogramm von W.R. Smith berechnet (Sm65). Die Kurve I in Abbildung 6 ist eine gewöhnliche Winkelverteilung. Die Kurven II bis IV sind auf den Wert bei 0° von Kurve I normiert, um die Abweichungen in der Form besser darstellen zu können. In Kurve II sind die Effekte der endlichen Reichweite berücksichtigt, die in diesem Beispiel recht groß sind. Die Verwendung nichtlokaler Potentiale dagegen, in Kurve III dargestellt, bringt nur geringe Formänderungen der Winkelverteilung. In Kurve IV

schließlich ist mit endlicher Reichweite und nichtlokalen Potentialen gerechnet worden. Alle gezeigten Kurven sind Rechnungen zur $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{n}_0)$ -Reaktion bei 6 MeV. Als optisches Potential für den Eingangskanal wurde Satz A von Tabelle 1 genommen. Als optisches Potential für den Ausgangskanal wurde der gleiche Parametersatz von Hodgson wie bei den Rechnungen von Bass (Ba67) und Fuchs zur $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{n})$ -Reaktion verwendet.

Alle in Abbildung 6 gezeigten Beispiele lassen erkennen, daß die gemessene Winkelverteilung durch die Rechnungen nicht reproduziert wird. Jedoch ist bemerkenswert, daß bei der in Kapitel II,3,2 beschriebenen Ermittlung des spektroskopischen Faktors die Winkelverteilung am besten von solchen DWBA-Kurven wiedergegeben wird, wo die Effekte der endlichen Reichweite und der Nichtlokalität berücksichtigt wurden.

Das Auftreten eines schmalen Maximums in der Winkelverteilung bei 0° könnte auch als geringe $\ell = 0$ Beimischung interpretiert werden. Diese Möglichkeit, die Beiträge höherer Ordnung zur Reaktionsamplitude erfordern würde, wird in der Zusammenfassung ausführlicher diskutiert. Vor der Durchführung quantitativer Rechnungen sollte allerdings die Existenz des Maximums durch weitere Messungen erhärtet werden.

II,2 Die $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{p})$ ^{40}K -Reaktion

II,2,1 Vorbemerkungen

Durch die Messung von Anregungsfunktionen verschiedener Protonengruppen der $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{p})$ -Reaktion sollte geprüft werden, ob die gleichen breiten Strukturen auftreten, wie sie Quast in den $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{n}_0)$ -Anregungsfunktionen gefunden hat. In diesem Fall würden die Strukturen von Zwischenkernbeiträgen wechselnder Stärke herrühren.

Bei Einteilchentransferreaktionen werden im Endkern hauptsächlich die Niveaus mit starkem Einteilchencharakter angeregt. ^{39}K besitzt ein Protonenloch in der $1\text{d}^{3/2}$ -Schale, während die Neutronen die $1\text{d}^{3/2}$ -Schale gerade aufgefüllt haben. Ein zusätzliches Neutron muß dann die $1\text{f}^{7/2}$ -, die

$2p^{3/2}$ - oder höhere Schalen besetzen. Aus experimentellen (En54, En59) und theoretischen Arbeiten (Go56) kann man folgern, daß die vier untersten Niveaus in ^{40}K vorwiegend zum Quadruplett

$$(1d^{3/2})_p^{-1} (1f^{7/2})_n, \quad J = 2, 3, 4, 5$$

gehören. Die (d,p)-Winkelverteilungen zu diesen Niveaus können auch fast ganz durch $\ell = 3$ erklärt werden (En59). Nur bei den Niveaus mit den Spins $J = 2$ und 3 kann man wegen der Auswahlregeln $\ell = 1$ Beimischungen erwarten, da das energetisch nächst höhere Quadruplett

$$(1d^{3/2})_p^{-1} (2p^{3/2})_n, \quad J = 0, 1, 2, 3$$

zu diesen Zuständen beitragen kann. Das 6., 7. und 8. Niveau in ^{40}K mit den Spins $J = 2, 3$ und 1 gehören zum zweiten Quadruplett, dessen Schwerpunkt bei etwa 2 MeV liegt (Abb.4). Die (d,p)-Winkelverteilungen zu diesen Niveaus haben $\ell = 1$ (En59).

Das 4. und 5. Niveau in ^{40}K besitzen nur geringe Einteilchenstärken, so daß die Protonengruppen p_4 und p_5 in der (d,p)-Reaktion kaum gesehen werden. Gut meßbar sind dagegen die Protonengruppen p_0 bis p_4 und p_6 bis p_8 (Abb. 7).

II,2,2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau soll hier nur kurz beschrieben werden, da er dem von Facius benutzten ziemlich ähnlich ist (Fa69).

Zur Messung wurde die größere 65 cm Ø-Streukammer des IKF verwendet (Na69). Der Strahl trifft in der Mitte der Streukammer auf das Target, das unter 45° zum Strahl aufgehängt ist. Hinter dem Target befindet sich im Strahlengang eine Goldfolie. Die an der Goldfolie unter $62,5^\circ$ elastisch gestreuten Teilchen werden mit einem Halbleiterzähler registriert. Die Zahl der nachgewiesenen Teilchen ist proportional zur Ladungsmenge Q , die während einer Messung auf das Target trifft. Bei bekanntem Raumwinkel und bekannter Foliendicke kann man Q berechnen und mit der im Stromintegrator registrierten Ladungsmenge vergleichen.

Als Targetsubstanz wurde wieder KJ genommen. Die Dicke des Targets betrug $640 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, was bei einer Energie von 6 MeV einem Energieverlust von 50 keV im Target entspricht. Die Anregungsfunktion wurde bei verschiedenen Winkeln im Bereich von 2,5 bis 5,6 MeV gemessen. Die Schrittweite wurde so gewählt, daß sie kleiner als der Energieverlust der Deuteronen im Target bei der jeweiligen Einschußenergie war.

Zum Nachweis der Protonen, die maximal 13 MeV haben konnten, waren Silizium-Grenzschichtzähler von $1500 \mu\text{m}$ erforderlich. Die Halbleiterzähler waren zwischen 10° und 80° alle zehn Grad, zwischen 80° und 140° alle zwanzig Grad und zwischen 140° und 170° wieder alle zehn Grad auf dem Zählerteller montiert.

Im Zähler unter 150° wurde nur die elastische Streuung an Jod gemessen. Die Coulombschwelle liegt für Jod bei einer Deuteronenenergie von etwa 10 MeV, so daß die elastische Streuung an Jod bis mindestens 6 MeV als reine Rutherfordstreuung behandelt werden kann. Solange sich das Target nicht zersetzt, ist das Zählratenverhältnis von an Jod elastisch gestreuten Deuteronen mit an Gold elastisch gestreuten Deuteronen konstant. Mit der Prüfung der Konstanz des Zählratenverhältnisses konnte so kontrolliert werden, ob die Targetsubstanz abnahm.

Vor jedem Halbleiterzähler befanden sich Aluminiumabsorber, die zur Teilchendiskriminierung dienten. Bei der Verwendung von Absorberfolien nutzt man aus, daß bei derselben Energie im gleichen Medium die schwereren Teilchen eine geringere Reichweite als die leichteren haben. Die Absorberfolien schützen die Zähler unter Vorwärtswinkeln vor den elastisch gestreuten Deuteronen, da deren Zählrate so stark ist, daß neben Pile-up-Effekten auch eine merkliche Verschlechterung der Auflösung eintritt. Zwischen 2,5 MeV und 4 MeV betrug die Dicke der Aluminiumfolien $90 \mu\text{m}$, zwischen 4 und 5,6 MeV $160 \mu\text{m}$. Vor den Zählern unter Rückwärtswinkeln befand sich eine $30 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie, um gegen die α -Teilchen aus der $^{39}\text{K}(\text{d},\alpha)$ -Reaktion zu diskriminieren. Die Q-Werte der (d,α) -Reaktionen sind nämlich mit denen der (d,p) -Reaktionen vergleichbar.

Die Dicke der Absorberfolien wurde so gewählt, daß die α -Gruppen nicht mehr in den interessierenden Protonenenergiebereich fielen.

Vor jedem Halbleiterzähler war ein Kollimatorsystem, das einen gewissen Raumwinkelbereich ausblendete. Die Größe der Raumwinkel bezogen auf den Raumwinkel des Targetmonitorzählers bei 150° wurde über die elastische Streuung an einer Goldfolie bestimmt.

Bei Verwendung von Absorberfolien wird die erreichbare Auflösung hauptsächlich durch das Energiestraggling im Absorber bestimmt. Je nach Einschußenergie und Protonengruppe, lagen die Protonenenergien zwischen 6 und 11 MeV. Bei einer $30\text{ }\mu\text{m}$ dicken Aluminiumfolie liegt das Energiestraggling für Protonen aus diesem Energiebereich zwischen 50 und 100 keV (Fa69). Die anderen Beiträge zur Verschlechterung der Energieauflösung wie Energieverlust im Target, Winkelauflösung, Strahlunschärfe und die Beiträge der Detektoren und der Elektronik sind höchstens vergleichbar. Die resultierende Energieauflösung lag bei etwa 100 bis 150 keV. Das bedeutete aber, daß die Protonengruppen p_0 und p_1 , p_2 und p_3 und p_6 bis p_8 nicht mehr voneinander getrennt werden konnten.

Abbildung 7 bringt ein typisches Protonenspektrum der $^{39}\text{K(d,p)}$ -Reaktion bei einer Energie von 5,6 MeV und unter einem Winkel von 100° . Der Untergrund rührt hauptsächlich von Protonen aus der $^{41}\text{K(d,p)}$ -Reaktion her.

II,2,3 Auswertung. Fehler. Ergebnisse

Wegen der schwierigen Untergrundverhältnisse wurden die Peaks zur Protonengruppe $p_{6,7,8}$ (Abb. 7) mit einem selbstverfaßten Rechenprogramm ausgewertet. Das Programm setzt voraus, daß die Peaks die Form einer Gaußkurve haben.

Der differentieller Wirkungsquerschnitt wurde nach der Beziehung

$$(II,8) \quad \sigma(\vartheta) = f \cdot Z(\vartheta), \quad f_\Omega = f \cdot f_R \cdot f_h$$

ermittelt, wobei $Z(\theta)$ der Peakinhalt ist. Der Normierungsfaktor f setzt sich aus drei Faktoren zusammen; dem Raumwinkelkorrekturfaktor f_{Ω} , dem Verhältnis f_R von differentiellem Wirkungsquerschnitt zu Peakinhalt für die elastische Streuung an Jod unter 150° und einem Faktor f_h , der die Häufigkeit des ^{39}K -Isotops berücksichtigt.

Die größten Fehler entstehen bei der Bestimmung der Peak-inhalte und daraus abgeleiteten Größen wie f_{Ω} und f_R . Der Gesamtfehler der einzelnen Meßpunkte wurde auf etwa 10 % geschätzt.

Die in Abbildung 8 gezeigten Anregungsfunktionen der Protonengruppen $p_{0,1}$, $p_{2,3}$ und $p_{6,7,8}$ beim Laborwinkel 40° besitzen keine breiten Strukturen wie bei der $^{39}\text{K}(d,n_0)$ -Reaktion. Falls diese Strukturen von Zwischenkernbeiträgen variabler Stärke herrühren, müßten sie in den Anregungsfunktionen der $p_{0,1}$ - und $p_{2,3}$ -Gruppen sichtbar werden, zumal diese Gruppen starke Compoundanteile enthalten, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird. Das Fehlen der Strukturen in der (d,p) -Reaktion läßt nur den Schluß zu, daß das Verhalten der $^{39}\text{K}(d,n_0)$ -Anregungsfunktionen für den Ausgangskanal spezifisch sein muß.

II,3 Spektroskopische Faktoren

II,3,1 $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion

Mit den aus der Analyse der $\text{K}(d,d)$ -Daten erhaltenen Parametersätzen wurden Winkelverteilungen nach der Hauser-Feshbach-Theorie und nach der DWBA-Theorie gerechnet. Die experimentelle Winkelverteilung wurde beschrieben durch

$$(II,9) \quad \sigma(\theta)_{\text{exp}} = N \cdot G_{\ell} \cdot \sigma_{\ell}^{\text{DWBA}}(\theta) + \sigma^{\text{HF}}(\theta),$$

$$\text{mit } G_{\ell} = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} C^2 \cdot S_{\ell}$$

Der Normierungsfaktor N wird bei Verwendung der Nullreichenweitenäherung und wenn man die Deuteronenwellenfunktion

(vgl. Gl. 5) in der Hulthénschen Form benutzt, $N = 1,5$ gesetzt.

In allen anderen Fällen ist $N = 1$. $\sigma_{\ell}^{\text{DWBA}}(\theta)$ ist die mit einem DWBA-Programm berechnete Winkelverteilung, $\sigma^{\text{HF}}(\theta)$ eine Compoundwinkelverteilung nach der Hauser-Feshbach-Theorie (Ha52). J_i und J_f sind die Spins des Anfangs- und Endzustandes, C ist ein Isospin-Kopplungskoeffizient, S_{ℓ} der spektroskopische Faktor und $\sigma(\theta)_{\text{exp}}$ der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt für den Schwerpunktswinkel θ . Um den Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Winkelverteilungen zu ermöglichen, wurden die gemessenen Winkelverteilungen durch Legendresche Polynome approximiert.

Die Potentialparameter für den Ausgangskanal haben die Werte $V = 56,87 - 0,55 \cdot E_p$, $W = 10,26$ MeV, $r_1 = 1,25$ fm, $a_1 = 0,65$ fm, $r_2 = 1,25$ fm, $a_2 = 0,47$ fm und $V_{\text{so}} = 7,5$ MeV (Pe63).

Die Winkelabhängigkeit der Compoundanteile wurde in der Zweikanalnäherung berechnet, bei der nur der Eingangs- und Ausgangskanal explizit berücksichtigt werden. Der Einfluß der übrigen Ausgangskanäle wird nur pauschal behandelt (siehe z.B. De67). Der bei den Rechnungen benutzte Spinabschneideparameter, dessen Wert aus der Analyse von $^{39}\text{K}(n,p)^{39}\text{Ar}$ -Daten stammt (Ba65), war $\sigma^2 = 10$. In der Zweikanalnäherung muß zur Absolutbestimmung der Winkelverteilung die Größe D_0/Γ bekannt sein, wobei D_0 der mittlere Abstand der Niveaus mit Spin 0 und Γ die mittlere Niveaubreite im Compoundkern bedeuten.

$\sigma_{\ell}^{\text{DWBA}}(\theta)$ und $\sigma^{\text{HF}}(\theta)$ wurden mit einem Rechenprogramm an die gemessene Winkelverteilung zwischen 10° und 140° angepaßt, wobei die unbekannten Parameter G_{ℓ} für die DWBA-Winkelverteilung und D_0/Γ für die Compoundwinkelverteilung ermittelt wurden. Die gemessenen Winkelverteilungen gehörten zu den Protonengruppen $p_{0,1}$, $p_{2,3}$ und $p_{6,7,8}$ bei $E = 4, 5$ und $5,6$ MeV. Zufriedenstellende Anpassung lieferten nur die Parametersätze A und B (Tabelle 1). Bei den Protonengruppen $p_{0,1}$ und $p_{2,3}$ wurden die besten Anpassungen mit einfachen DWBA-Rechnungen erhalten, während bei der Gruppe $p_{6,7,8}$ Effekte

der Nichtlokalität und der endlichen Reichweite berücksichtigt werden mußten.

Um zu prüfen, ob die aus der Anpassung ermittelten Compoundanteile absolut und relativ in der richtigen Größenordnung liegen, wurden die Compoundanteile ebenfalls mit aus der $^{39}\text{K}(d,\alpha)$ -Reaktion bekannten Werten für D_0/Γ berechnet (Na68, Bo69).

Gruppe	E	G_1	G_3	$\sigma^{\text{HF}}(30^\circ)$ [mb/st]		$\sigma_{\text{Comp}}/\sigma$
				Anpassung	Rechnung	
$p_{0,1}$	4	-	2,95	0,337	0,326	0,374
	5	0,01	2,88	0,260	0,325	0,265
	5,6	0,04	2,59	0,267	0,287	0,295
	6	0,03*)	2,30*)	-	-	-
$p_{2,3}$	4	-	2,68	0,194	0,260	0,203
	5	-	2,85	0,282	0,261	0,294
	5,6	-	2,67	0,203	0,232	0,203
	6	-	2,35*)	-	-	-
$p_{6,7,8}$	4	2,01	-	0,215	0,278	0,056
	5	1,59	-	0,346	0,374	0,083
	5,6	1,53	-	0,375	0,320	0,109
	6	1,44*)	-	-	-	-

Tabelle 2

Spektroskopische Faktoren der $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion und die Compoundanteile

*) nach Fuchs (Fu69)

Die $^{39}\text{K}(d,p)$ -Daten von Enge (En59) sind von Fuchs noch einmal mit der DWBA-Theorie analysiert worden. Die von Fuchs erhaltenen G_λ -Werte stimmen innerhalb der üblichen Fehlergrenze von 30 % gut überein. Bemerkenswert sind bei den Gruppen $p_{0,1}$ und $p_{2,3}$ die hohen Compoundanteile, die bei 5,6 MeV etwa 30 % des integrierten Wirkungsquerschnitts σ für die $p_{0,1}$ -Gruppe und etwa 20 % für die $p_{2,3}$ -Gruppe ausmachen. Die Winkelverteilungen der $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion bei 5,6 MeV sind in Abbildung 15

einschließlich der DWBA-Rechnungen mit Satz A und des Compoundanteils dargestellt.

Der Einteilchengrenzwert für $\sum_j G_\lambda$ ist 8 für die Niveaus der $(d^{3/2}_{-1}, f^{7/2})$ -Konfiguration. Der experimentell gefundene Mittelwert ist $\sum G_\lambda = 5,54$, d.h. daß der Grundzustand und die ersten drei angeregten Zustände in ^{40}K nur 70 % der Einteilchenstärke besitzen.

II,3,2 $^{39}\text{K}(d,n_o)$ -Reaktion

Die direkten und die Compoundanteile der von Quast gemessenen Winkelverteilungen bei 5,5 und 6 MeV sind auf die gleiche Art, wie sie im vorigen Abschnitt beschrieben wurde, getrennt worden. Die besten Anpassungen ergaben sich bei beiden Energien nur bei Einbeziehung der Effekte der Nichtlokalität und der endlichen Reichweite.

Die gemessenen und berechneten Winkelverteilungen wurden im Bereich von 15° bis 120° angepaßt, wobei die Spitze bei 0° weggelassen wurde. Diese Spitze bei 0° kann man auch als einen $\ell = 0$ Beitrag zur $\ell = 2$ Winkelverteilung interpretieren. Unter der Annahme, daß sich die beiden Beiträge inkohärent addieren, wurde die Winkelverteilung im Bereich von 0° bis 120° auch mit den beiden Beiträgen angepaßt. Die nach beiden Methoden erhaltenen Anpassungen sind gleich gut.

			$\sigma^{\text{HF}}(30^\circ)$ [mb/st]		$\sigma_{\text{Comp}}/\sigma$
E	G_o	G_2	Anpassung	Rechnung	
5,5	-	0,65	0,093	0,042	0,580
	0,09	0,60	0,069		0,409
6	-	0,61	0,043	0,037	0,445
	0,02	0,56	0,046		0,421

Tabelle 3

Spektroskopische Faktoren der $^{39}\text{K}(d,n_o)$ -Reaktion und die Compoundanteile

Die Übereinstimmung der G_2 -Werte mit denen anderer Autoren ist noch innerhalb der Fehlergrenze von 30 %. Fuchs gibt $G_2 = 0,84$ an, und Seth hat in der $^{39}\text{K}(\tau, d)$ -Reaktion $G_2 = 0,83$ erhalten (Se67). Bass hat aus der Analyse der Quastschen Messungen $G_2 = 0,53$ bis $0,90$ bei 6 MeV und $G_2 = 0,68$ bis $1,13$ bei 5,5 MeV gefunden, je nach der Größe des benutzten Cutoff-Radius (Ba67). Bei diesen Angaben wurden nur die DWBA-Rechnungen mit den gleichen optischen Potentialen berücksichtigt, die später auch Fuchs verwendete.

Fuchs hat nur bei einer Energie von 6 MeV gemessen. Von 10° ab stimmen seine Wirkungsquerschnitte absolut mit den Messungen von Quast bei 6 MeV gut überein. Die Unterschiede in den G_2 -Werten kommen anscheinend von dem Ansatz für die Compoundbeiträge. Fuchs nimmt eine isotrope Compoundwinkelverteilung mit $\sigma(\theta) = 0,015$ mb/st an. Nach der Hauser-Feshbach-Rechnung ist die Winkelverteilung mit $\sigma(0^\circ)/\sigma(90^\circ) = 1,8$ ziemlich anisotrop. Außerdem sind die Compoundanteile von Fuchs, nach den (d, α) -Daten zu urteilen, wohl zu niedrig angesetzt worden. Die übrigen Unterschiede in der Analyse-methode verändern die G_2 -Werte nur wenig.

III Suche nach Analogzuständen in ^{40}Ca

Falls ^{39}K im einfachen Schalenmodell durch ein Protonenloch in der $d^{3/2}$ -Schale beschrieben werden kann, dann sollten in einer Protonentransferreaktion besonders stark Teilchen-Loch-konfigurationen wie $(d^{3/2}{}^{-1}, f^{7/2})_{T=1}$ und $(d^{3/2}{}^{-1}, p^{3/2})_{T=1}$ angeregt werden (Abb. 4). Diese Zustände besitzen entsprechende Zustände im Urbildkern ^{40}K , deren Schalenmodellaufbau schon besprochen wurde (s. Kap. II, 2, 1). Zum Nachweise dieser Analogzustände eignen sich zum Beispiel die $^{39}\text{K}(d, n)^{40}\text{Ca}$ - und die $^{39}\text{K}(\tau, d)^{40}\text{Ca}$ -Reaktionen.

Mit beiden genannten Möglichkeiten sind die Mitglieder des $(d^{3/2}{}^{-1}, f^{7/2})_{T=1}$ -Quartetts auch bereits identifiziert worden (Er66, Se67, Fu69). Das $(d^{3/2}{}^{-1}, p^{3/2})_{T=1}$ -Quartett ist oberhalb der Schwelle für Protonenemission zu erwarten (Abb. 4). Die in Abbildung 4 eingezeichneten Mitglieder dieses Quartetts sind vorläufige Zuordnungen von Fuchs, die noch bestätigt werden müssen.

Von den $(1d^{3/2}{}^{-1}, 2p^{3/2})_{T=1}$ -Zuständen sollten die drei Zustände mit den Spins $J = 1, 2$ und 3 identifiziert werden, deren Energieschwerpunkt im Urbildkern bei $2,07\text{ MeV}$ liegt. Man erwartet zunächst, daß die gesuchten Analogzustände bei etwa $9,73\text{ MeV}$ in ^{40}Ca zu finden sind. Bei dieser Anregungsenergie sind aber die $T = 0$ Zustände schon so dicht, daß die Coulombwechselwirkung eine starke Mischung zwischen $T = 0$ und $T = 1$ Zuständen verursachen kann. Gillet und Sanderson finden bei ihren Rechnungen über Einteilchen-Einlochzustände in ^{40}Ca stark gemischte $T = 0$ und $T = 1$ Amplituden (Gi67). Allerdings wurden diese Rechnungen nicht durch das Experiment bestätigt (Er66, Se67, Fu69). Obwohl für diese Zustände im allgemeinen T keine gute Quantenzahl mehr sein wird, erwartet man noch relativ einfache Konfigurationen und große Breiten für Protonenzerfall. Die hochangeregten $T = 0$ Zustände dagegen stellt man sich als Superpositionen von einfachen und komplizierten Schalenmodellkonfigurationen vor, deren Zerfallsbreite wesentlich kleiner als die der $T = 1$ Zustände sein sollte.

Geeignete Reaktionen zur Untersuchung protonen-instabiler Zustände in ^{40}Ca sind z.B. die elastische Protonenstreuung an ^{39}K (Wi70) oder der Stufenprozeß $^{39}\text{K}(d,n)^{40}\text{Ca}^*(p)$ (Abb.3), der in dieser Arbeit benutzt wurde. Hinweise über Analogzustände lassen sich auch durch die Untersuchung einer möglichen Kopplung analoger Kanäle erhalten, die im nächsten Abschnitt behandelt wird.

III,1 Die Kopplung analoger Kanäle in der $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion

III,1,1 Vorbemerkungen

Die ersten Beobachtungen einer Kopplung analoger Kanäle stammen von Moore und Mitarbeitern (Mo66), die bei der $^{90}\text{Zr}(d,p)$ -Anregungsfunktion an der Schwelle der analogen (d,n) -Reaktion ein ausgeprägtes Minimum gefunden haben. Wie sich später gezeigt hat, tritt dieser Effekt zwar besonders stark im analogen Reaktionskanal auf, aber auch Reaktionskanäle zu benachbarten Endzuständen können an der gleichen Stelle eine Anomalie zeigen (Ly67).

Die Theorie dieses Effektes, der auch als Ladungsaustauscheffekt bezeichnet wird, ist von Zaidi und von Brentano als eine Erweiterung der DWBA-Theorie entwickelt worden (Za66). Die Übergangsamplitude für eine Reaktion $A(d,p)B$ hat in gewöhnlicher DWBA-Theorie die Form

$$(III,1) \quad T_{dp} = \langle \phi_p^{(-)} \phi_n | V_{np} | \phi_d \phi_d^{(+)} \rangle, \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |T_{dp}|^2$$

ϕ_d und ϕ_p sind die Wellenfunktionen des optischen Modells im Eingangs- bzw. Ausgangskanal, V_{np} ist die Neutron-Proton-Wechselwirkung, ϕ_d beschreibt die Bewegung des Protons und Neutrons im Deuteron und ϕ_n ist die Wellenfunktion des eingefangenen Neutrons im Potential des Rumpfes A.

Ein Operator, der die beiden Endzustände in ihre Analogzustände überführt, ist von der Form $t \cdot T$, wobei t auf das Proton und T auf den Restkern wirkt. Zur Beschreibung des beobachteten Effektes ergänzt man daher das optische Potential V

im Ausgangskanal durch einen Kopplungsterm

$$(III,2) \quad V \rightarrow V + V_k, \quad V_k = \frac{1}{A} \cdot U_1(r) \cdot t \cdot T$$

Dieser Kopplungsterm ist schon aus der Beschreibung der quasielastischen (p,n)-Streuung im optischen Modell bekannt und führt dort auf ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem, die sogenannten Lane'schen Gleichungen (La62).

Nach Einführung von V_k erhält man jetzt für die Übergangsamplitude

$$(III,3) \quad T_{dp} = \langle \phi_p^{(-)} \varphi_n | V_{np} | \varphi_d \phi_d^{(+)} \rangle - \frac{1}{\hat{T}_A} \langle \phi_n^{(-)} \varphi_p | V_{np} | \varphi_d \phi_d^{(+)} \rangle$$

φ_p beschreibt die Bewegung eines Protons um den Rumpf A. Im Gegensatz zu φ_n , das die Wellenfunktion eines gebundenen Zustandes ist, ist φ_p die Wellenfunktion eines Streuzustandes. ϕ_p und ϕ_n sind Lösungen der Lane'schen Gleichungen. ϕ_n geht an der Schwelle der analogen (d,n)-Reaktion von der Wellenfunktion eines gebundenen Zustandes in eine Streuwelle über. Der Ladungsaustauscheffekt kann durch die starke Änderung von ϕ_n an der Schwelle erklärt werden (Ta67).

III,1,2 Experimente und Ergebnisse

Die Schwellen für die in Betracht kommenden $^{39}\text{K}(d,n)$ -Reaktionen liegen, wie schon aus der $^{39}\text{K}(d,np)$ -Messung bekannt war, im Deuteronenenergiebereich von 3 bis 3,8 MeV. Dadurch ist dann auch der notwendige Untersuchungsbereich der $^{39}\text{K}(d,p)$ -Anregungsfunktionen vorgegeben.

Die meisten wesentlichen Daten dieser Messung entsprechen vollkommen den schon in II,2,2 beschriebenen. Geändert hat sich der Energiebereich und der Winkelbereich, der jetzt von 20° bis 160° ging. Die Dicke des KJ-Targets betrug $0,28 \text{ mg/cm}^2$. Deuteronen von 5 MeV, die unter 45° auf das Target auftreffen, verlieren im Target 25 keV. Der Targetdicke entsprechend, wurde die Energie in Abständen von 25 keV geändert.

Abbildung 9 gibt die Anregungskurven der einzelnen Protonengruppen $p_{0,1}$, $p_{2,3}$ und $p_{6,7,8}$ bei 160° wieder. Die unterste Kurve stammt aus der schon erwähnten Messung mit einem dickeren Target (vgl. II,2). Auf der Energieachse sind die Schwellen von (d,n)-Reaktionen eingezeichnet, wie sie aus $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Daten ermittelt wurden. Die angegebenen Zahlenwerte sind die den Schwellen entsprechenden Anregungsenergien in ^{40}Ca .

Die Anregungskurve der $p_{6,7,8}$ -Gruppe zeigt zwei "ausgeprägtere" Minima bei $E = 3,25$ und $3,435$ MeV, die auch in der untersten Kurve auftreten. Diese Minima scheinen daher echt zu sein. Eine Korrelation zu den Anregungsfunktionen der $p_{0,1}$ - und $p_{2,3}$ -Gruppen ist nicht festzustellen. Gegen eine Deutung als Ladungsaustauscheffekt spricht aber zunächst, daß mit diesen Energiewerten keine Schwelle einer (d,n)- oder (d,np)-Reaktion übereinstimmt. Cosack und Mitarbeiter finden allerdings in der $^{40}\text{Ar}(\text{d},\text{p})$ -Anregungsfunktion eine Anomalie, die 90 keV höher als die Schwelle der analogen (d,n)-Reaktion liegt. Wenn man hieraus schließen kann, daß nicht unbedingt die Lage der Anomalie mit einer (d,n)-Schwelle übereinstimmen muß, dann kann man die benachbarten Zustände in ^{40}Ca bei 9,129, 9,223 und 9,412 MeV als mögliche Kandidaten mit starken $T = 1$ Amplituden ansehen. Wegen der genannten Unsicherheiten und wegen der Kleinigkeit des Effektes ist dieser Hinweis auf mögliche Analogzustände nicht sehr stark.

Zur geringeren Größe des Effektes gibt es folgende Erklärung. Nach Tamura und Watson, die Rechnungen zur $^{90}\text{Zr}(\text{d},\text{p})$ gemacht haben, wird die Anomalie in der Anregungsfunktion dadurch verursacht, daß sich ϕ_n (Gl.3) an der Schwelle sehr stark ändert (Ta67). Zerlegt man ϕ_n in Partialwellen, dann ist es nur die $p^{3/2}$ -Welle, die dieses Verhalten zeigt, weil die p-Neutronenstärkefunktion bei $A = 90$ ein scharfes Maximum hat. Da aber bei $A = 40$ die s- und die p-Neutronenstärkefunktionen kleine Werte haben (Bu62), ist demnach der Effekt in diesem Massbereich nicht sehr ausgeprägt. Das kann man auch bei den $^{40}\text{Ar}(\text{d},\text{p})$ -Daten beobachten, wo die Kopplung analoger Kanäle ebenfalls nicht sehr stark ist (Wi67, Co69).

III,2 Anregungsfunktionen der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})^{39}\text{K}$ -Reaktion

III,2,1 Vorbemerkungen

Bei einer Reaktion mit mehr als zwei Teilchen im Ausgangskanal wie $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ gibt es mehrere vorstellbare Reaktionsabläufe (Ja68). Von diesen Möglichkeiten eignet sich aber nur der Stufenprozeß $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n})^{40}\text{Ca}^*(\text{p})^{39}\text{K}$ zur Untersuchung hochangeregter Zustände in ^{40}Ca (s. Abb. 3). Im ersten Prozeß wird ein Proton auf den ^{39}K -Rumpf übertragen. Ist der so gebildete Zustand in ^{40}Ca so hoch angeregt, daß Protonenemission möglich ist, dann wird mit hoher Wahrscheinlichkeit auch wieder ein Proton emittiert. Man erwartet, daß durch den Bildungsprozeß Zustände mit hoher Einteilchenstärke, also z.B. Analogzustände, vorzugsweise angeregt werden.

In der Einleitung zu Kapitel III wurde die Anregungsenergie der Analogzustände der $(\text{d}^3/2^{-1}, \text{p}^3/2)$ -Konfiguration zu 9,73 MeV angenommen (Abb. 4). Da die Protonenbindungsenergie in ^{40}Ca 8,333 MeV beträgt, emittiert ein ruhender ^{40}Ca -Kern mit dieser Anregungsenergie Protonen von 1,4 MeV.

Protonengruppen aus einem Zweistufenprozeß unterscheiden sich in ihrem kinematischen Verhalten stark von denen aus einem Einstufenprozeß. Im letzten Fall hängt die Emissionsenergie in eindeutiger Weise von Einschußenergie E und Emissionswinkel ϑ ab. Würde der ^{40}Ca -Kern keine Rückstoßenergie aufnehmen, dann wäre beim Zweistufenprozeß die Emissionsenergie von E und ϑ unabhängig. Unter einem festen Winkel beobachtet man aber ein Energiespektrum von Protonen aus einer Gruppe. Die Breite dieses Spektrums ist umso größer, je geringer der Q -Wert für Protonenemission ist. Da die Zustände in ^{40}Ca im hier betrachteten Fall über eine direkte Reaktion gebildet werden, gibt es eine Vorzugsrichtung für den Rückstoß. Die kinematische Verbreiterung der beobachteten Peaks ist daher nicht ganz so stark. Bei festem Winkel verschiebt sich der Energieschwerpunkt kaum mit der Einschußenergie. Stärker dagegen ist die Winkelabhängigkeit des Energieschwerpunktes bei fester Einschußenergie.

III,2,2 Vorversuche

Wie bei allen vorher beschriebenen Messungen wurde ein KJ-Target auf Kohlenstoffunterlage verwendet. Die Protonen aus der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Reaktion wurden in der Streukammer mit dem schon geschilderten apparativen Aufbau nachgewiesen.

Falls die Analogzustände in ^{40}Ca bei 9,73 MeV liegen, sollten die Laborenergien der Protonen für Beobachtungswinkel, die größer als 90° sind, in einem Bereich von etwa 1,3 bis 1,4 MeV liegen. Kleinere Meßwinkel als 90° waren nicht möglich gewesen, da hier die hohe Zählrate der elastisch gestreuten Deuteronen die Halbleiterzähler blockiert. Die Abbremsung der Deuteronen in Absorberfolien wie bei der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{p})$ -Reaktion war wegen der geringen Protonenenergien nicht möglich. Im Spektrum beobachtet man im interessierenden Energiebereich viele Störreaktionen, hauptsächlich von $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})$ -, $^{12}\text{C}(\text{d},\alpha)$ -, $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p})$ - und $^{16}\text{O}(\text{d},\alpha)$ -Reaktionen.

Bei den ersten Messungen wurden Einschußenergie und Beobachtungswinkel so gewählt, daß im Untersuchungsbereich keine Peaks aus Störreaktionen lagen. Die gesuchten Peaks sollten dann an Hand ihrer geringen Lageänderung im Spektrum bei geänderter Einschußenergie identifiziert werden. Die Messungen blieben ohne Erfolg.

Daraufhin wurde ein anderes Verfahren gewählt. Es wurde bei mehreren Winkeln und bei schrittweiser Erhöhung der Einschußenergie immer abwechselnd mit einem Kohlenstofftarget und einem KJ-Target auf Kohlenstoffunterlage gemessen. Da die Störreaktionen zum größten Teil aus der Unterlage stammen, konnten so die Kaliumreaktionen festgestellt werden. Die Protonen- und α -Gruppen aus $^{39}\text{K}(\text{d},\text{p})$ - und $^{39}\text{K}(\text{d},\alpha)$ -Reaktionen liegen in diesem Energiebereich schon so dicht, daß keine Einzelpeaks mehr sichtbar waren. Auch Deuteronengruppen aus $^{39}\text{K}(\text{d},\text{d}')$ -Reaktionen wurden nicht festgestellt. Dafür wurden jetzt aber tatsächlich Protonengruppen gefunden, die die gesuchten Eigenschaften besaßen, allerdings bei geringerer Energie als erwartet.

Nachdem der Nachweis für die Existenz von Protonengruppen aus einem Zweistufenprozeß gelungen war, richtete sich die Untersuchung auf die Bestimmung von Energie und Spin der protonenemittierenden Niveaus in ^{40}Ca . Die Paritäten der betreffenden Niveaus sind inzwischen aus der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion bekannt (Fu69). Hier werden die gleichen Zustände wie auch in der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Reaktion beobachtet. Die gemessenen (d,n) -Winkelverteilungen haben alle $\ell = 1$; die Parität der Niveaus ist also negativ.

Die Bestimmung der Anregungsenergien aus der Kinematik war nicht genau genug, da die Peaks, die man zur Energieeichung des Spektrums heranziehen kann, alle aus Reaktionen in der Unterlage stammen. Diese Peaks sind daher um den nicht genau bestimmbaren Energieverlust im Target nach kleineren Energien verschoben. Es wurde deshalb ein anderer Weg eingeschlagen. Die (d,np) -Reaktionen besitzen alle eine Schwelle, da mindestens 2,224 MeV aufgebracht werden müssen, um ein Deuteron in ein Neutron und ein Proton zu zerlegen. Die Schwelle kann man aus der Anregungsfunktion bestimmen, wenn man diese nach Null extrapoliert. Bei Kenntnis der Schwellenenergie läßt sich die Energie des zugehörigen Niveaus in ^{40}Ca berechnen.

III,2,3 Experimente und Ergebnisse

Die Vorversuche hatten ergeben, daß die Schwellen der sechs beobachtbaren Protonengruppen der (d,np) -Reaktion im Bereich von etwa 3,1 bis 3,8 MeV zu suchen sind. Der bei der Messung gewählte Energiebereich war 3,3(0,050)3,4 MeV und 3,4(0,025)3,85 MeV. Die Dicke des KJ-Targets wurde so ausgesucht, daß Deuteronen von 4 MeV einen Energieverlust von 25 keV hatten. Die Beobachtungswinkel waren 90° und 100° (20°) 160° . Der sonstige apparative Aufbau war dem von früheren Messungen ähnlich.

$^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$	$^{39}\text{K}(\text{d},\text{n})$	$^{40}\text{Ca}(\text{p},\text{p}')$	$^{39}\text{K}(\text{p},\gamma)$	$^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$	
9,129	9,137	9,132 9,158 9,171 9,197	9,140		
9,223	9,228	9,211 9,267			
			9,367 9,381 9,392 9,404	9,374	
9,412	9,408		9,408 9,421	9,410	
	9,431		9,433		
	9,455		9,435 9,457	9,436 9,461 9,476	
			9,503	9,505 9,519	
9,537	9,533		9,539 9,540	9,538	
				9,563 9,580	
9,595	9,601		9,606 9,608 9,637	9,605	
			9,643	9,644	
9,672	9,666		9,658 9,672	9,675 9,693	
			9,783		
$\pm 0,010$	$\pm 0,012$	$\pm 0,010$	$\pm 0,005$	$\pm 0,005$	Fehler (MeV)
Literatur	Fu69	Gr66	Le66,En67	Wi70	

Tabelle 4

Die hier gefundenen Anregungsenergien (MeV) in ^{40}Ca im Vergleich mit anderen Arbeiten

Die Auflösung für die Protonengruppen aus der (d,np)-Reaktion betrug etwa 70 bis 80 keV (Abb. 11). Da die Peaks zum größten Teil nicht getrennt waren, konnte das Spektrum nur mit einem Rechenprogramm ausgewertet werden. Eine Handauswertung wäre zu ungenau gewesen. Aber auch mit dieser Methode ist die Auswertung zum Teil wegen der vielen zu trennenden Peaks recht

mühsam, da das Verfahren zur Ermittlung der Peakparameter dann sehr schlecht konvergiert.

Die Anregungsfunktionen des integrierten Wirkungsquerschnitts (Abb. 12) wurden in einem möglichst kleinen Bereich oberhalb der Schwelle durch Geraden approximiert. Die auf diese Art ermittelten Schwellen wurden in Anregungsenergien von ^{40}Ca umgerechnet. Diese Anregungsenergien sind zusammen mit Ergebnissen aus anderen Arbeiten in Tabelle 4 enthalten.

Die Übereinstimmung der Daten aus der (d,np) -Messung mit anderen Meßdaten, insbesondere aus der (p,γ) -Messung, ist sehr gut. Alle in der (d,n) -Messung gesehenen Neutronengruppen tauchen als Protonengruppen auch wieder in der (d,np) -Reaktion auf. Die Schwellen der zu 9,431 und 9,455 MeV Anregungsenergie gehörigen Protonengruppen konnten nicht bestimmt werden, da die Trennung von der zu 9,408 MeV gehörigen Protonengruppe nicht gelang.

III,3 Winkelverteilungen der $^{39}\text{K}(d,np)$ -Reaktion

III,3,1 Vorbemerkungen

Die (d,n) -Messungen erlauben zwar Aussagen über die Parität des Endkernniveaus, aber nur in günstigen Fällen über den Spin, wenn nämlich der Spin J_A des Targetkerns und der übertragene Bahndrehimpuls ℓ beide verschwinden. Informationen über den Spin kann man aber erhalten, wenn man eine Winkelverteilung einer nachfolgenden Strahlung, wie z.B. von γ -Strahlen oder auch von Protonen, mißt.

Betrachtet man eine Reaktion



dann ist der Reaktionsmechanismus besonders einfach, wenn man an der Schwelle zur $A(a,b)B^*$ -Reaktion mißt. Nimmt man die Richtung des Impulses $\vec{k}_a$ des einfallenden Teilchens a als Bezugsachse, dann nimmt das emittierte Teilchen b keinen Bahndrehimpuls mit ($L_b = 0$). Aus der einlaufenden Welle tragen dann nur die Partialwellen L_a zur Reaktion bei, für die $L_a = 1$ ist, da wegen $L_b = 0$ nur die einlaufende Welle

Impuls übertragen kann. Aus der Festlegung der z-Achse folgt sofort, daß die z-Komponente von L_a verschwindet. Das gleiche gilt dann auch für die z-Komponente von ℓ , wieder wegen $L_b = 0$. Das heißt aber, daß $\vec{\ell}$ senkrecht auf $\vec{k}_a$ steht. Die $^{39}\text{K}(d,np)$ -Reaktion ist in diesem Fall, bis auf die Coulombwechselwirkung, einer resonanten (p,p) -Reaktion äquivalent. Man kann aber auch die Messung der Winkelverteilung als eine Winkelkorrelationsmessung zwischen Neutron und Proton ansehen, wobei der "Neutronenzähler" unter 0° steht.

Aus der $^{39}\text{K}(d,n)$ -Messung von Fuchs ist bekannt, daß ℓ für alle hier betrachteten Winkelverteilungen Eins ist. Da T keine gute Quantenzahl ist, kann es zur Mischung zwischen $p^{3/2}$ - und $p^{1/2}$ -Zuständen kommen, die zu den Konfigurationen $(d^{3/2-1}, p^{3/2})_{T=1}$ und $(d^{3/2}, p^{1/2})_{T=0}$ gehören.

Die Winkelverteilung für eine auf eine direkte Reaktion folgende Strahlung ist

$$(III,4) \quad W(\theta) = \sum_K \langle \rho_{K0}(B) \rangle \cdot F_K \cdot P_K(\cos\theta), \quad (\text{Sa63})$$

$$\text{mit } \langle \rho_{K0}(B) \rangle = \int \rho_{KQ}(B) \cdot d\Omega_b$$

$\rho_{KQ}(B)$ ist ein statistischer Tensor, der bei der Multipolentwicklung der Dichtematrix $\rho_{M_B M_B'}$ auftritt, wobei M_B die z-Komponente des Restkernspins J_B ist. Bei der Integration von $\rho_{KQ}(B)$ über alle Raumwinkel Ω_b des emittierten Teilchens b fallen alle Terme mit $Q \neq 0$ weg. Der Koeffizient F_K beschreibt die Emission der Strahlung r , P_K ist ein Legendresches Polynom vom Grade K . Für Teilchenemission und den hier vorliegenden Fall der Spinmischung gilt

$$(III,5) \quad F_K = 4\pi \cdot \hat{J}_B \sum_{j_r j_r'} B(j_r) \cdot B^*(j_r') \cdot \eta_K(j_r j_r' J_A J_B)$$

$$\text{mit } \eta_0 = \delta_{j_r j_r'} \quad \text{und } K \text{ geradzahlig}$$

J_A ist der Spin des Endzustandes A und j_r der vom Teilchen r entführte Gesamtdrehimpuls. Die Bezeichnungswiese ist hier, wie auch im folgenden, mit der von Satchler identisch (Sa63).

Für den Fall, daß wie bei der betrachteten (d,np)-Reaktion nur ein ℓ -Wert auftritt, erhält man

$$(III,6) \quad \langle \rho_{KO}(B) \rangle = 4\pi \cdot \hat{J}_B \sum_K B(j) \cdot B^*(j') \cdot \eta_K(jj'J_AJ_B)$$

mit $B(j) = A_{\ell sj} \cdot I^{\ell sj}$ und für $L_b = 0$

$|A_{\ell sj}|^2$ ist zum spektroskopischen Faktor $S_{\ell j}$ proportional, $I^{\ell sj}$ ist ein Radialintegral, das mit dem Integral in Gleichung II,4 zusammenhängt. Bei der Berechnung von Gleichung 6 wurden die schwachen Effekte der Spin-Bahnkopplung im Eingangs- und Ausgangskanal vernachlässigt, aber nicht die Spin-Bahnkopplung für das übertragene Teilchen. In diesem Spezialfall, wo das emittierte Teilchen b keinen Drehimpuls mitnimmt, sind die Koeffizienten für Absorption und für Emission eines Protons einander gleich.

Die Auswahlregeln für die η_K -Koeffizienten sind:

$$(III,7) \quad \begin{aligned} &a) \quad |\ell - \ell'| \leq K \leq \ell + \ell' \\ &b) \quad |j - j'| \leq K \leq j + j' \\ &c) \quad 0 \leq K \leq 2J_B \\ &d) \quad |\ell - s| \leq j \leq \ell + s, \text{ dgl. für } \ell', \quad s = 1/2 \\ &e) \quad |j - J_A| \leq J_B \leq j + j_A, \text{ dgl. für } j', \quad J_A = 3/2 \end{aligned}$$

Für die $^{39}K(d,np)$ -Reaktion ist wegen $\ell = \ell' = 1$ K höchstens zwei. Schreibt man die Winkelverteilung für die Protonen jetzt

$$(III,8) \quad W(\theta) = \sum_K A_K \cdot P_K(\cos\theta)$$

und normiert A_0 auf Eins, dann ist

$$(III,9) \quad A_2 = \frac{1}{(1+\delta)^2} \{ \eta_2(jjJ_AJ_B) + 2\delta\eta_2(jj'J_AJ_B) + \delta^2\eta_2(j'j'J_AJ_B) \}^2 \geq 0$$

$$\text{mit } \delta = B(j)/B(j')$$

Der Drehimpuls j kann die Werte $j = 1/2$ und $j = 3/2$ annehmen, d.h. daß in ^{40}Ca Zustände mit den Konfigurationen $p^{1/2}$ und $p^{3/2}$ angeregt werden können. Die möglichen Spins J_B der betrachteten Zustände in ^{40}Ca sind

$$\begin{aligned} \text{(III,10)} \quad J_B &= 0, 1, 2, 3 && \text{für } p^{3/2}\text{-Niveaus} \\ J_B &= 1, 2 && \text{für } p^{1/2}\text{-Niveaus} \end{aligned}$$

Nur bei $J_B = 1$ und 2 können Mischungen von $p^{1/2}$ - und $p^{3/2}$ -Zuständen auftreten.

III,3,2 Ergebnisse

Aus den in Kapitel III,2,3 beschriebenen Messungen zur $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Reaktion kann man ebenfalls die Winkelverteilungen erhalten (Abb. 13). Die gemessene Winkelverteilung wurde mit einem Rechenprogramm durch

$$W(\theta) = \alpha_0 + \alpha_2 \cdot P_2(\cos\theta)$$

angepaßt. In Tabelle 5 sind die gefundenen Mittelwerte von $A_2 = \alpha_2/\alpha_0$ zusammengestellt worden. Die angegebenen Spinwerte J_B stammen aus $^{39}\text{K}(\text{p},\gamma)$ -Messungen von Leenhouts und Endt (Le66).

$E^*(^{40}\text{Ca})$ [MeV]	A_2	$J_B^*)$	$E^*(^{40}\text{Ca})$ [MeV] *)
9,129	$0,04 \pm 0,04$	(2,3,4)	9,140
9,223	$0,28 \pm 0,14$	-	-
9,537	$0,48 \pm 0,10$	(2,3) (1,2)	9,539 9,540
9,595	$0,54 \pm 0,10$	3 (1,2)	9,606 9,608
9,672	$0,20 \pm 0,20$	(2,3)	9,672

Tabelle 5: Mittelwerte von A_2

*) Aus $^{39}\text{K}(\text{p},\gamma)$ nach Le66 und En67. Die eingeklammerten Spins ergeben sich aus den Auswahlregeln und den bekannten Spins der Endzustände des γ -Zerfalls

Bei den weiteren Betrachtungen bleibt das Niveau bei 9,672 MeV unberücksichtigt, da wegen der geringen Wirkungsquerschnitte der zugehörigen (d,np)-Reaktion die vorhandenen Meßdaten zu ungenau sind.

Bei reiner $p^{3/2}$ -Konfiguration ($\delta=\infty$) ließe sich jedem der gefundenen Niveaus eindeutig ein Spin zuordnen. Läßt man Spinmischungen zu, dann sind die Aussagemöglichkeiten wesentlich geringer. Der Spinmischungsparameter δ^2 entspricht etwa dem Verhältnis der spektroskopischen Faktoren, da die Spinabhängigkeit des Radialintegrals gering ist (vgl. Gl. 6):

$$(III,11) \quad \delta^2 \approx S_{p^{1/2}}/S_{p^{3/2}}$$

$$\text{oder } S_{p^{1/2}} \approx S_1/(1+\delta^2),$$

$$S_{p^{3/2}} \approx S_1 \cdot \delta^2/(1+\delta^2) \quad S_1 = S_{p^{1/2}} + S_{p^{3/2}}$$

E* [MeV]	J _B	δ	C ² S ₁ *)	C ² S _{p^{1/2}}	C ² S _{p^{3/2}}
9,129	0	∞	0,68	-	0,68
	1	0 -0,39 0 bis -2,59	0,23	0,23-0,03	0-0,20
	2	0 -0,18 5,70- ∞	0,14	0,14-0,13 -	0-0,01 0,14
9,223	1	0,52-1,22 -3,65 bis- ∞ 5,70- ∞	0,21	0,17-0,09 0,01-0	0,05-0,13 0,20-0,21
	2	0,23-0,47 2,14-4,36	0,13	0,12-0,10 0,02-0,01	0,01-0,02 0,10-0,12
9,537	1	1,06-7,00	0,29	0,14-0,01	0,16-0,29
	2	0,44-0,66 1,53-2,30	0,18	0,15-0,12 0,05-0,03	0,03-0,05 0,12-0,15
	3	∞	0,13	-	0,13
9,595	1	1,30-4,90	0,49	0,18-0,02	0,31-0,47
	2	0,48-0,73 1,36-2,06	0,30	0,10-0,06 0,24-0,19	0,19-0,24 0,06-0,10
	3	∞	0,21	-	0,21

Tabelle 6: Spinmischungsverhältnisse für $p^{1/2}$ - und $p^{3/2}$ -Zustände in ⁴⁰Ca

*) nach Fuchs (Fu69)

Abbildung 14 zeigt das auch schon von γ -Winkelkorrelationsmessungen bekannte Bild geschlossener Kurven für A_2 in Abhängigkeit von $\delta^2/(1+\delta^2)$ und dem Spin J_B . Nur für die reinen $p^{3/2}$ -Zustände $J_B = 0$ und 3 entarten diese Kurven zu einem Punkt. Die anhand der Meßwerte aus diesen Kurven ermittelten Mischungsparameter δ sind in Tabelle 6 zusammengestellt.

Zu $J_B = 1$ und 2 gibt es oft mehrere δ -Werte mit großer und mit kleiner $p^{1/2}$ -Beimischung. Diese $p^{1/2}$ -Beimischung kann von den Antianalogzuständen $(d^{3/2}{}^{-1}, p^{1/2})_{T=0}$ kommen. Von Fuchs werden die beiden Zustände bei 9,540 mit $J_B = (1^-)$ und bei 9,608 mit $J_B = (2^-)$ diesem Duplett zugeordnet. Da das letztere Niveau mit γ -Strahlung zu 100 % zum O^+ Grundzustand zerfällt (Le66), dürfte hier allerdings $J_B = 1^-$ wahrscheinlicher sein.

Ordnet man das Niveau bei 9,129 MeV dem Niveau bei 9,140 MeV von Leenhouts zu (Tab. 5), dann kommt für dieses Niveau nur $J_B = 2$ in Frage. Für das Niveau bei 9,223 MeV, das vielleicht zu den gesuchten Analogzuständen gehört, sind nur die Spins $J_B = 1$ und 2 möglich. Da die beiden anderen Niveaus bei 9,537 und 9,595 MeV zusammengesetzt sind und hier nicht aufgelöst werden konnten, muß die endgültige Zuordnung von Spins und die Bestimmung von Konfigurationen, insbesondere der $(d^{3/2}{}^{-1}, p^{3/2})$ -Analogzustände, weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben. Für die zusammengesetzten Niveaus kann bis jetzt nur der Spin 0 ausgeschlossen werden.

IV Zusammenfassung

Die Ergebnisse der $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{n}_0)$ -Messungen von Quast, die mit gebräuchlichen Modellen nicht geklärt werden konnten, waren der Ausgangspunkt dieser Arbeit gewesen. Es wurde versucht, die gemessenen Winkelverteilungen durch verbesserte DWBA-Rechnungen zu reproduzieren und die Strukturen in der Anregungsfunktion auch in der $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{p})$ -Reaktion zu suchen.

Zur DWBA-Analyse war es zunächst erforderlich, bessere Parametersätze für den Deuteronenkanal aus der elastischen Streuung an Kalium zu erhalten. Es wurden durch Anpassung an die $\text{K}(\text{d}, \text{d})$ -Daten mit einem Rechenprogramm sechs Parametersätze gefunden. Von diesen sechs Sätzen erwiesen sich in DWBA-Rechnungen zur $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{p})$ -Reaktion nur die Sätze A und B als brauchbar (Tabelle 1). Da Satz A und B gleichwertige Ergebnisse liefern, wurde für weitere DWBA-Rechnungen nur noch Satz A verwendet.

Die realistischeren DWBA-Rechnungen zur $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{n}_0)$ -Reaktion, die nichtlokale Effekte und einen endlichen Reichweite der Neutron-Protonwechselwirkung berücksichtigten, blieben im Hinblick auf die Deutung des schmalen Maximums bei 0° erfolglos. Die Anpassung an die gemessene Winkelverteilung hatte sich aber gegenüber gewöhnlichen DWBA-Rechnungen verbessert.

In den $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{p})$ -Anregungsfunktionen wurden keine Strukturen gefunden, die denen der (d, n_0) -Anregungsfunktionen entsprechen. Compoundbeiträge variabler Stärke hätten bei den $\text{p}_{0,1}$ - und $\text{p}_{2,3}$ -Anregungsfunktionen gesehen werden müssen, da die Auswertung für diese beiden Gruppen beträchtliche Compoundanteile ergeben hatte. Die starken Strukturen der $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{n}_0)$ -Reaktion müssen daher für den Ausgangskanal spezifisch sein.

Bei den Anomalien der (d, n_0) -Winkelverteilung bleibt noch die Deutung als Zweistufenprozeß möglich (Pe64b), die auch schon bei Bass besprochen wird (Ba67). Im optischen Modell der elastischen Streuung gibt es die Methode der gekoppelten Kanäle, bei der die besonders stark mit dem Eingangskanal verbundenen Kanäle nicht pauschal im Absorptionsterm W , sondern explizit

über einen Kopplungsterm in der Rechnung berücksichtigt werden. Da auch bei der Behandlung der direkten Reaktionen in der DWBA-Theorie die Wellenfunktionen im Eingangs- und Ausgangskanal aus dem optischen Modell genommen werden, kann man auch die DWBA-Theorie entsprechend erweitern. Die Rechnung verläuft formal ähnlich wie bei der Kopplung analoger Kanäle. Beiträge mit $\ell = 0$ zur Winkelverteilung, die bei 0° ein Maximum besitzen, kann man dann erwarten, wenn die Strippingreaktion über das $\frac{1}{2}^+$ -Niveau in ^{39}K zum 0^+ Grundzustand in ^{40}Ca oder vom $\frac{3}{2}^+$ -Grundzustand in ^{39}K zum 2^+ -Niveau in ^{40}Ca verläuft. Nach Lewis, der das Niveauschema von ^{39}Ca und ^{39}K nach dem Modell der schwachen Kopplung berechnet hat, bestehen Beziehungen zwischen den Zuständen in ^{39}K und ^{40}Ca (Le68). Der ^{39}K -Grundzustand ist mit etwa 20 % an das 2^+ -Niveau in ^{40}Ca und das $\frac{1}{2}^+$ -Niveau in ^{39}K mit etwa 70 % an den ^{40}Ca -Grundzustand gekoppelt. Vor der Durchführung entsprechender Rechnungen, die mit nicht unerheblichem Aufwand verbunden wären, sollten allerdings die experimentellen Befunde durch weitere unabhängige Messungen erhärtet werden.

Zur $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion wurden noch die spektroskopischen Faktoren bei $E = 4, 5$ und $5,6$ MeV bestimmt, die in guter Übereinstimmung mit Literaturwerten sind. Die Zustände der $(d^{3/2}_{-1}, f^{7/2})$ -Konfiguration in ^{40}K besitzen etwa 70 % der Einteilchenstärke.

In den hier beschriebenen Untersuchungen zur $^{39}\text{K}(d,np)$ -Reaktion sollte nach den zum $(d^{3/2}_{-1}, p^{3/2})_{T=1}$ -Quadruplett gehörigen Zuständen mit den Spins $J = 1, 2$ und 3 gesucht werden. Aus den Anregungsfunktionen der einzelnen Protonengruppen der (d,np) -Reaktion wurden die Schwellen und damit die Anregungsenergien der zugehörigen Zwischenzustände in ^{40}Ca bestimmt. Die gefundenen Anregungsenergien stimmen mit Ergebnissen anderer Arbeiten gut überein.

Aus den bekannten spektroskopischen Faktoren der $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion zum $(d^{3/2}_{-1}, p^{3/2})$ -Quadruplett in ^{40}K kann man ausrechnen, daß die Breiten für Protonenresonanzen in der $^{39}\text{K}(p,p)$ -Streuung etwa $0,5$ keV betragen. Die (d,np) -Reaktion lieferte erste Anhaltspunkte für die Lage dieser Re-

sonanzen, die wegen ihrer geringen Breite schwierig zu finden waren. Die aus der (d,np) -Messung folgenden Niveaus in ^{40}Ca wurden auch alle in der (p,p) -Streuung gefunden (Wi70).

Die Kopplung analoger Kanäle ist in der $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion nur schwach und die gefundenen Minima in der Anregungsfunktion lassen sich nicht mit Sicherheit den Schwellen bekannter $^{39}\text{K}(d,n)$ -Reaktionskanäle zuordnen. Die Größe des Effektes hängt von der Neutronenstärkefunktion ab, die im Massenbereich von $A = 40$ für s- und für p-Wellen ein Minimum hat (Ta67).

Bei den Messungen knapp oberhalb der Schwelle sind die Protonenwinkelverteilungen der (d,np) -Reaktion den Winkelverteilungen der resonanten $^{39}\text{K}(p,p)$ -Streuung äquivalent (III,3,1). Da in dem untersuchten Anregungsbereich in ^{40}Ca die Zustände des $(d^{3/2}_{-1}, p^{1/2})_{T=0}$ -Dupletts mit denen des $(d^{3/2}_{-1}, p^{3/2})_{T=1}$ -Quadrupletts mischen können, konnte für die gefundenen Niveaus meistens kein Spin eindeutig festgelegt werden. Aufgrund der Meßdaten können allerdings die möglichen Spinwerte eingeschränkt werden. Falls die Spins $J = 1$ oder 2 zugelassen waren, sind die Spinmischungsparameter δ bestimmt worden, die aber oft mehrere Wertebereiche haben. δ^2 entspricht in der hier gebrauchten Definition etwa dem Verhältnis der spektroskopischen Faktoren von $p^{1/2}$ -Konfiguration zur $p^{3/2}$ -Konfiguration.

Von Fuchs sind die Niveaus bei 9,404, 9,408 und 9,435 MeV als Mitglieder des gesuchten Triplettanalogzustandes aufgrund eines Vergleichs der spektroskopischen Faktoren der $^{39}\text{K}(d,n)$ -Reaktion mit ihrer analogen (d,p) -Reaktion vorgeschlagen worden. Da dieses Triplett in der (d,np) -Reaktion nicht getrennt werden konnte, konnten auch keine Spins für diese Niveaus bestimmt werden, um diese Vermutungen zu überprüfen. Betrachtet man die gefundenen Minima in der (d,p) -Anregungsfunktion, trotz noch offener theoretischer Fragen und trotz der Kleinheit des hier gefundenen Effektes, als einen Ladungsaustauscheffekt, dann haben auch die Zustände bei 9,129 und 9,223 MeV möglicherweise starke $T = 1$ Amplituden. Gerade das Niveau bei 9,223 MeV kann man nämlich wegen seines spektroskopischen Faktors mit gleicher

Berechtigung als das gesuchte $J = 1$ Mitglied ansehen wie das Niveau bei 9,435 MeV. Vor der endgültigen Zuordnung von Niveaus in ^{40}Ca zu den gesuchten Analogzuständen müssen aber die Ergebnisse weiterer Untersuchungen abgewartet werden.

Literatur

- Au62 E.H.Auerbach, BNL 6562(1962), unveröffentlicht
Ba62 R.H.Bassel, R.M.Drisko, G.R.Satchler,
ORNL-3240(1962), unveröffentlicht
Ba64 R.H.Bassel et al., PR 136(1964)B960
Ba65 R.Bass, IKF-13(1965), Habilitationsschrift
Ba67 R.Bass, C.Lehmann, U.Quast, NP A102(1967)190
U.Quast, Diplomarbeit IKF (1965)
Bo69 A.Bottega, W.R.McMurray, W.J.Naudé, NP A136(1969)265
Bu62 B.Buch, F.Perey, PRL 8(1962)444
Bu64 P.G.A.Buttler, L.J.B.Goldfarb, Proc.Phys.Soc. 83(1964)701
Co69 M.Cosack et al., NP A136(1969)532
De67 K.Debertin, H.Günther, E.Rössle, NP A101(1967)473
En54 H.A.Enge, PR 94(1954)730
En59 H.A.Enge, E.J.Irwin, D.H.Weaner, PR 115(1959)949
En67 P.M.Endt, C.van der Leun, NP A105(1967)1
Er66 J.Erskine, PR 149(1966)854
Fa69 R.Facius, Diplomarbeit IKF (1969)
Fu69 H.Fuchs, K.Grabisch, G.Röschert, NP A129(1969)545
Gi67 V.Gillet, E.A.Sanderson, NP A91(1967)292
Go56 S.Goldstein, I.Talmi, PR 102(1956)589
Gr66a K.O.Groeneveld, Dissertation IKF (1966)
Gr66b M.A.Grace, A.R.Poletti, NP 78(1966)273
Ha52 W.Hauser, H.Feshbach, PR 87(1952)366
H.Feshbach in "Nuclear Spectroscopy", Teil B
ed. von F.Ajzenberg-Selove
Ja68 R.Jahr, Physikertagung 1968, Karlsruhe, Fachberichte
S. 77
La62 A.M.Lane, NP 35(1962)676
La67 H.Lacek, Diplomarbeit IKF (1967)
Le64 L.L.Lee et al., PR 136(1964)B971
Le66 H.P.Leenhouts, P.M.Endt, Physica 32(1966)322
Le68 M.B.Lewis, N.R.Roberson, PR 168(1968)1205
Ly67 U.Lynen et al., PL 24B(1967)237
Mo66 C.F.Moore et al., PRL 17(1966)926
Na64 H.Nann, Diplomarbeit IKF (1964)
Na68 W.J.Naudé, A.Bottega, W.R.McMurray, NP A114(1968)551

Na69 H.Nann, IKF-IB 29(1969), unveröffentlicht
Pe63 F.G.Perey, PR 131(1963)745
Pe64a F.G.Perey, D.S.Saxon, PL 10(1964)107
Pe64b S.K.Penny, G.R.Satchler, NP 53(1964)145
Sa63 G.R.Satchler, NP 55(1963)1
Se67 K.Seth, J.A.Biggerstaff, P.D.Miller, G.R.Satchler,
PR 164(1967)1450
Sm65 W.R.Smith, ORNL-TM-1151(1965), unveröffentlicht
Ta67 R.Tamura, C.E.Watson, PL 25B(1967)186
Wi67 P.Wilhjelm et al., PRL18(1967)130
Wi70 H.J.Wingender, Dissertation IKF (1970
Za S.A.A.Zaidi, P.von Brentano, PL 23(1966)466

Herrn Professor Dr. Erwin Schopper, dem Direktor des Instituts für Kernphysik der Goethe-Universität Frankfurt/M, danke ich für die großzügigen Arbeitsmöglichkeiten an seinem Institut.

Herrn Professor Dr. Reiner Bass bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für wertvolle Diskussionen und Rat-schläge dankbar.

Herr Dr. H. Nann und Herr Dipl. phys. H.J. Wingender haben mich in dankenswerter Weise bei meinen Messungen unterstützt.

Herrn N. Kroker danke ich für die Anfertigung der Zeichnungen, Herrn K. Meinel und Herrn Schneider danke ich für Unterstützung beim Betrieb des Beschleunigers.

Allen übrigen Institutsmitgliedern und Kollegen, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, sei hierfür sehr gedankt.

Lebenslauf

Am 11. August 1936 wurde ich in Berlin als Sohn des Gebrauchsgrafikers Heiner Bindhardt und seiner Ehefrau Helene geb. Meyer geboren. Im Sommer 1942 zogen meine Eltern nach Butzbach/Hessen, wo ich ab Herbst 1942 die Volksschule besuchte. Von Herbst 1946 bis Ostern 1954 ging ich auf das Weidig-Realgymnasium in Butzbach. Danach besuchte ich das Ernst Ludwig-Realgymnasium in Bad Nauheim, wo ich im Februar 1956 das Abitur bestand.

Das Studium der Physik begann ich im Sommersemester 1956 an der Philipps-Universität in Marburg. Dort bestand ich am 4. Mai 1959 das Vordiplom. Vom Wintersemester 1959/60 an studierte ich in Frankfurt an der Goethe-Universität. Im von Professor E. Schopper geleiteten Institut für Kernphysik in Frankfurt fertigte ich unter der Anleitung von Professor Bass meine Diplomarbeit an, die das Thema: „Die Untersuchung von Neutronenreaktionen an Kalium- und Kalziumisotopen“ hatte. Die Diplomprüfung legte ich am 11. Dezember 1964 ab. Seit 1. März 1967 bin ich wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren E. Schopper, R. Bass, Eichler, K. Schütte, W. Walcher, K. Dimroth, S. Flügge, Hückel, E. Rössle, H. Dänzer, F. Beck, G. Süßmann, B. Mrowka, H. Steinwedel, M. Krafft, H.A. Schmidt, E. Huster.

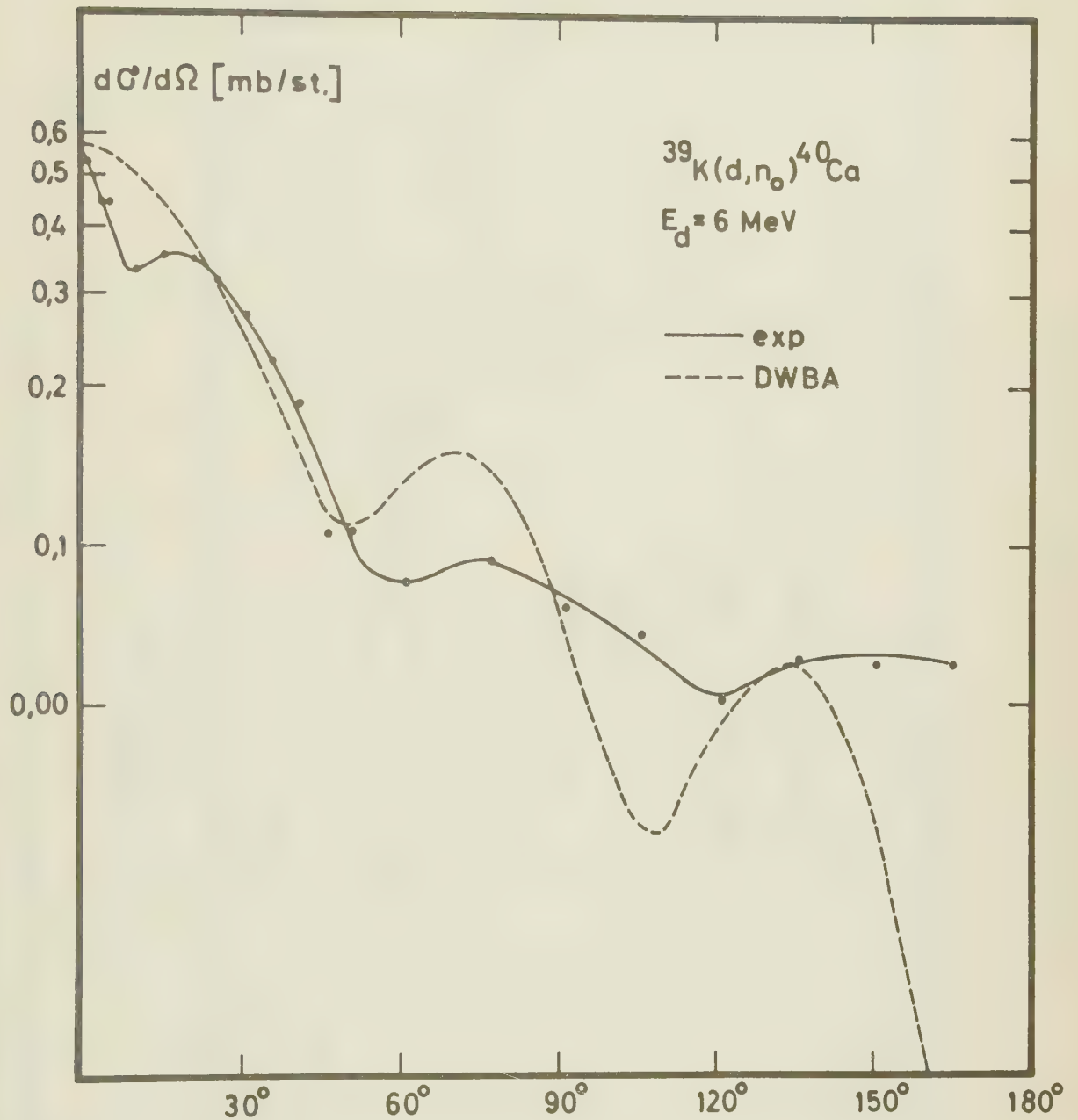


Abbildung 1

Experimentelle und gerechnete Winkelverteilungen zur $^{39}\text{K}(d,n_0)$ -Reaktion. Als Deuteronenpotential wurde für die DWBA-Rechnung Satz A (Tab.1), als Neutronenpotential wurde eine Satz von Hodgson (s.Ba67) verwendet.

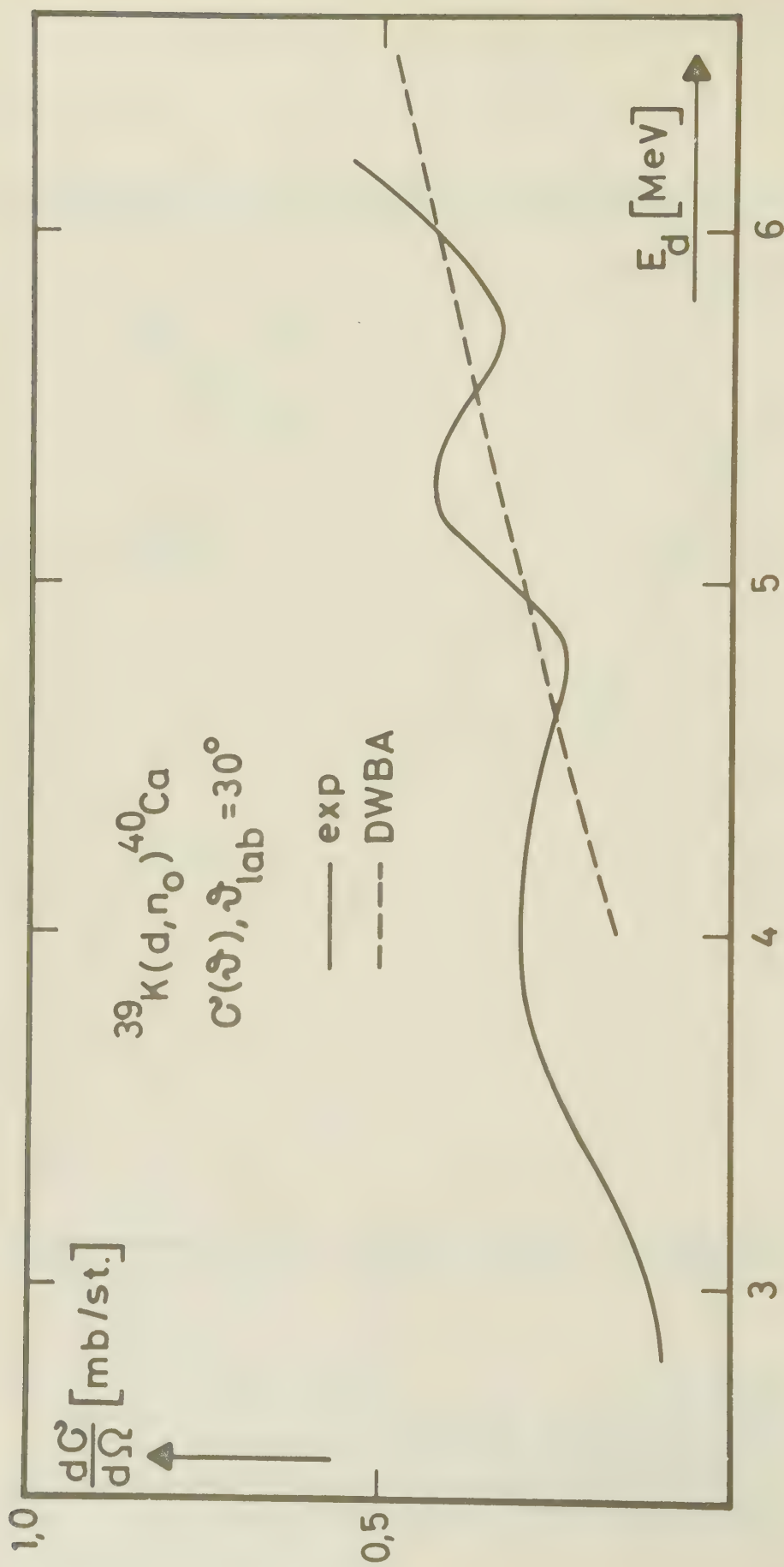


Abbildung 2
 Anregungsfunktion der $^{39}\text{K}(d, n_0)^{40}\text{Ca}$ -Reaktion, experimentell
 und nach der DWBA-Theorie.

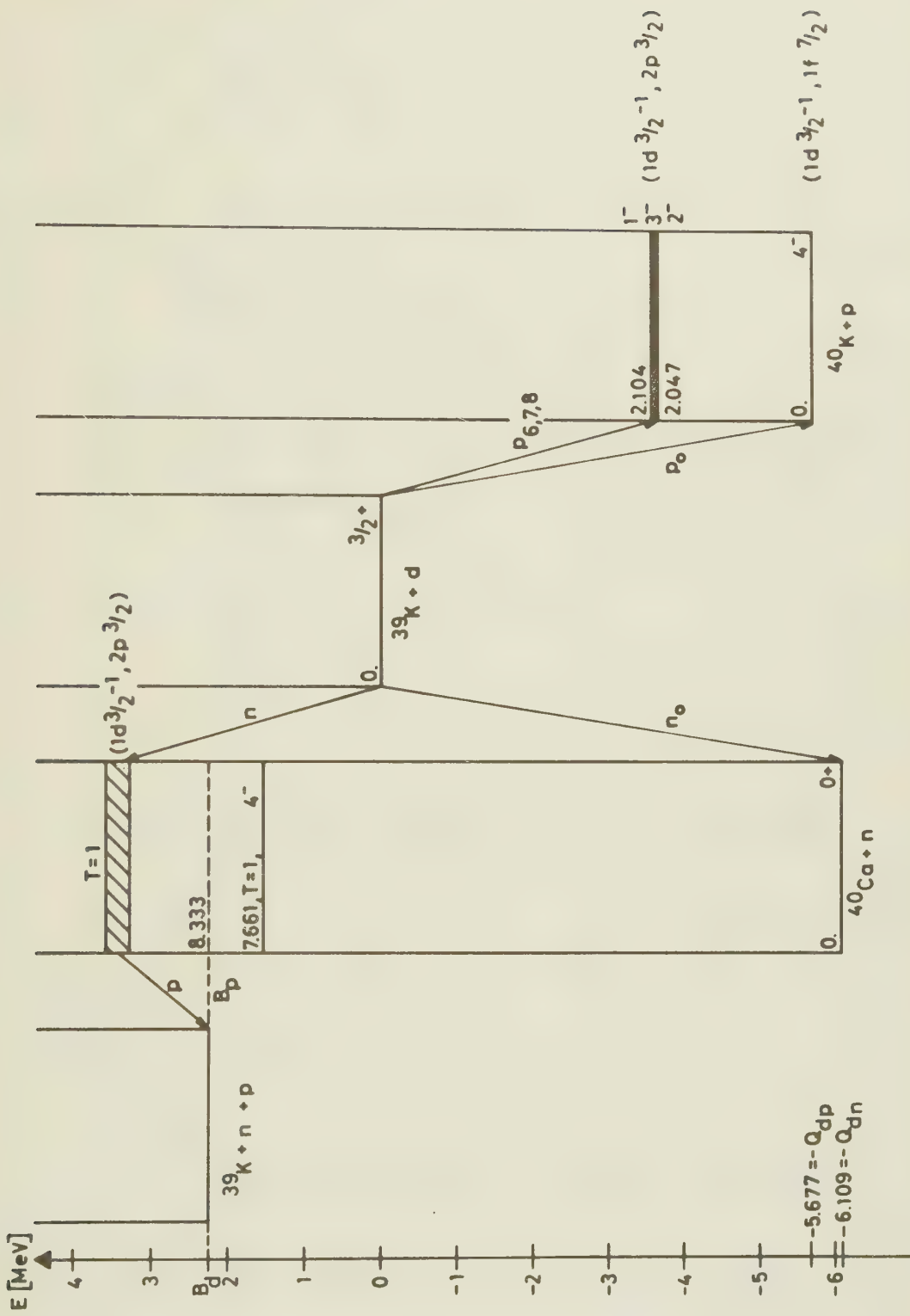


Abbildung 3
Reaktionschema der untersuchten Deuteronreaktionen an ^{39}K

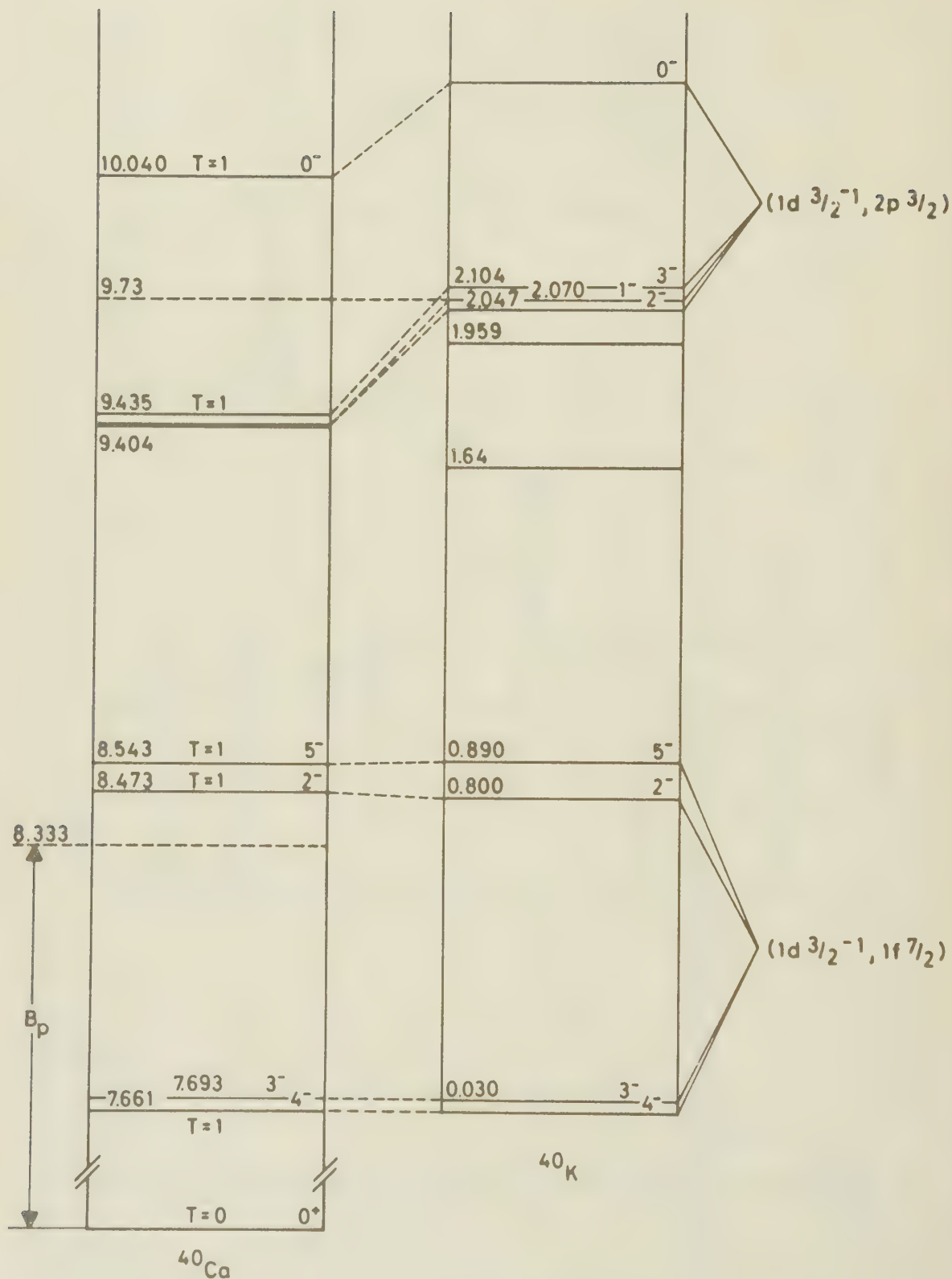


Abbildung 4

Niveauschema isobarisch analoger Zustände in ^{40}K und ^{40}Ca

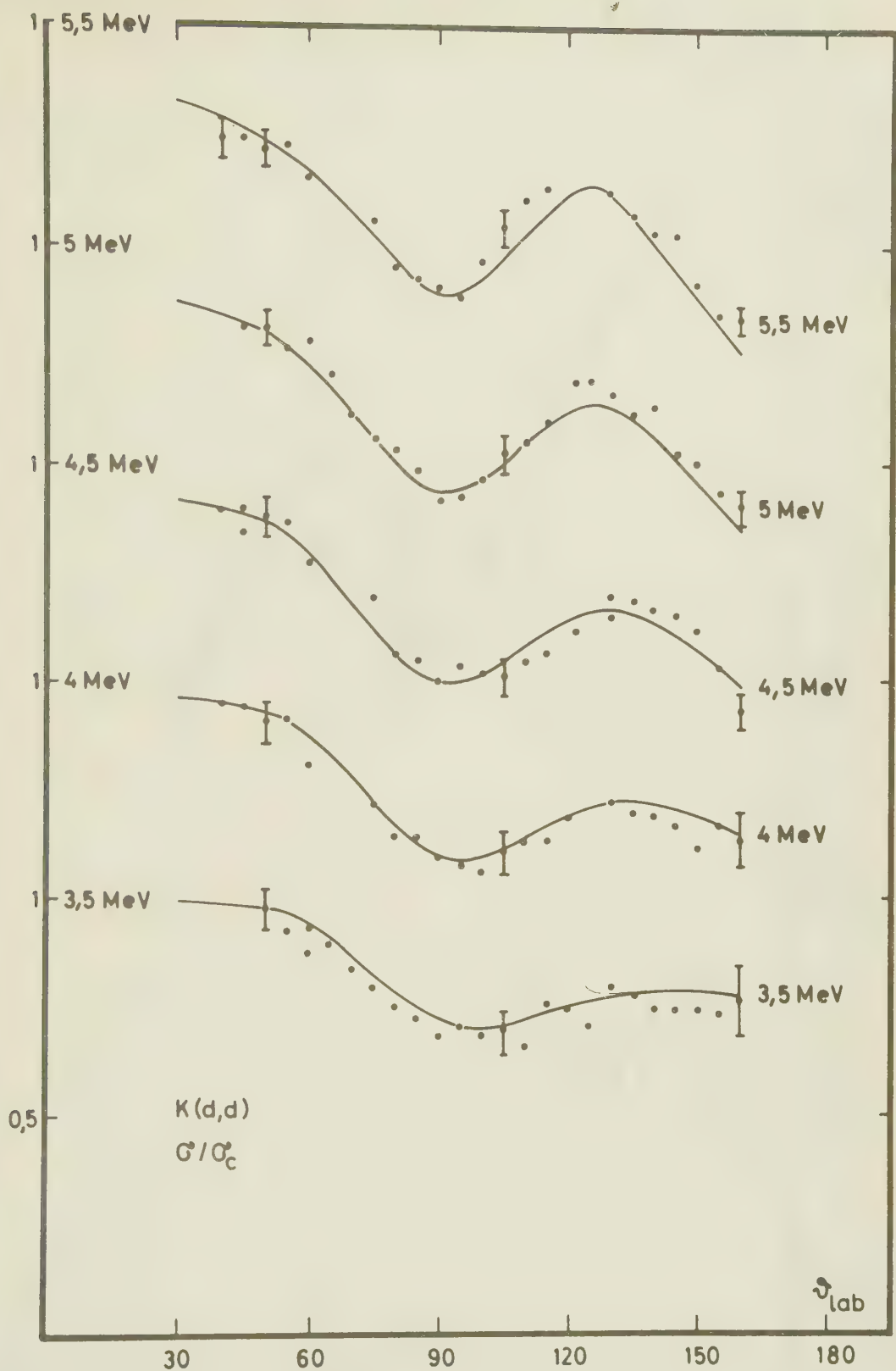


Abbildung 5
Winkelverteilungen zur $K(d,d)$ -Streuung. Aufgetragen ist das Verhältnis des diff. Wirkungsquerschnitts zum Wirkungsquerschnitt für Rutherfordstreuung σ_C . Die durchgezogene Kurve wurde mit Satz A gerechnet.

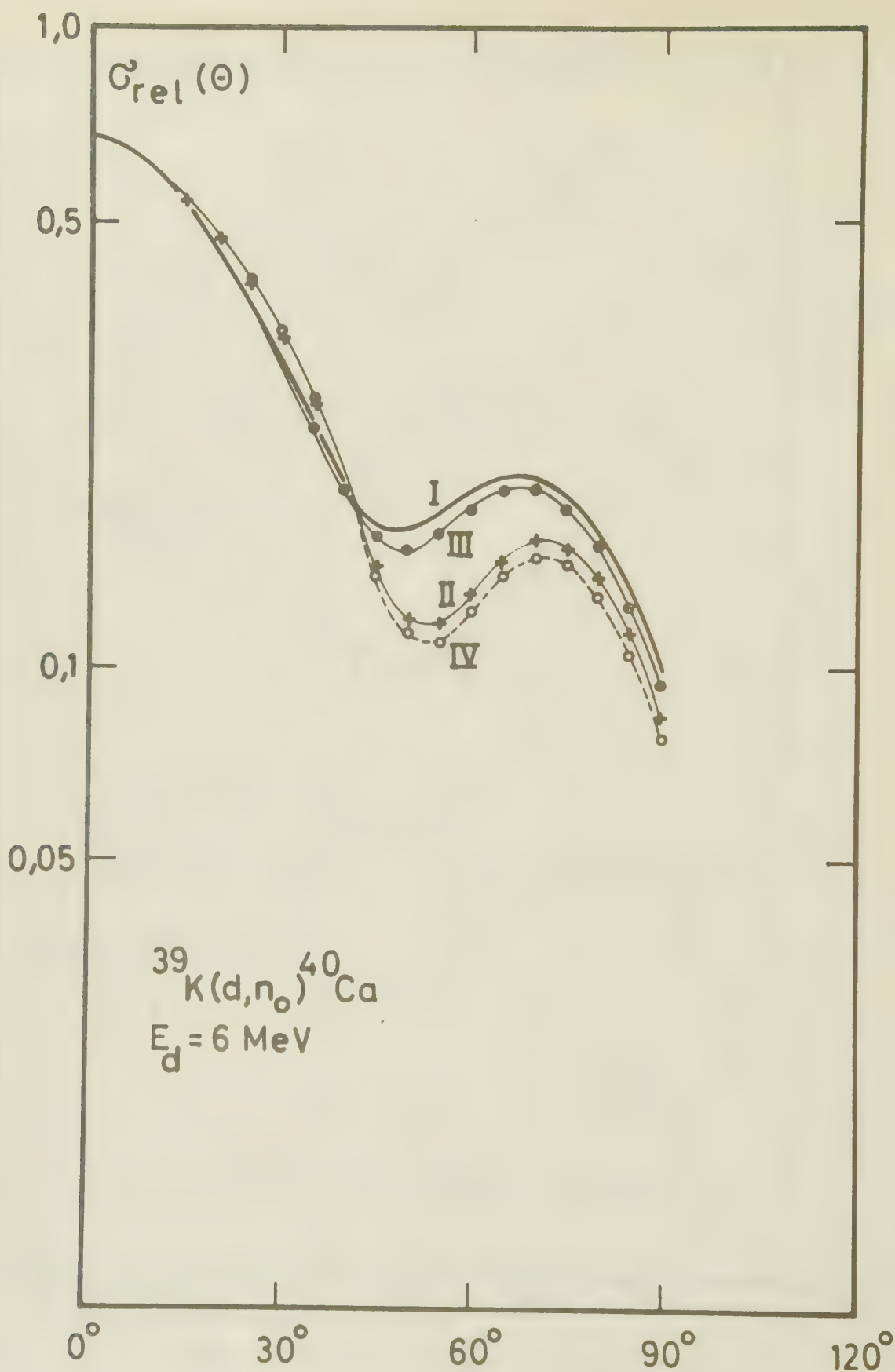


Abbildung 6

DWBA-Kurven zur $^{39}\text{K}(d, n_0)$ -Reaktion.

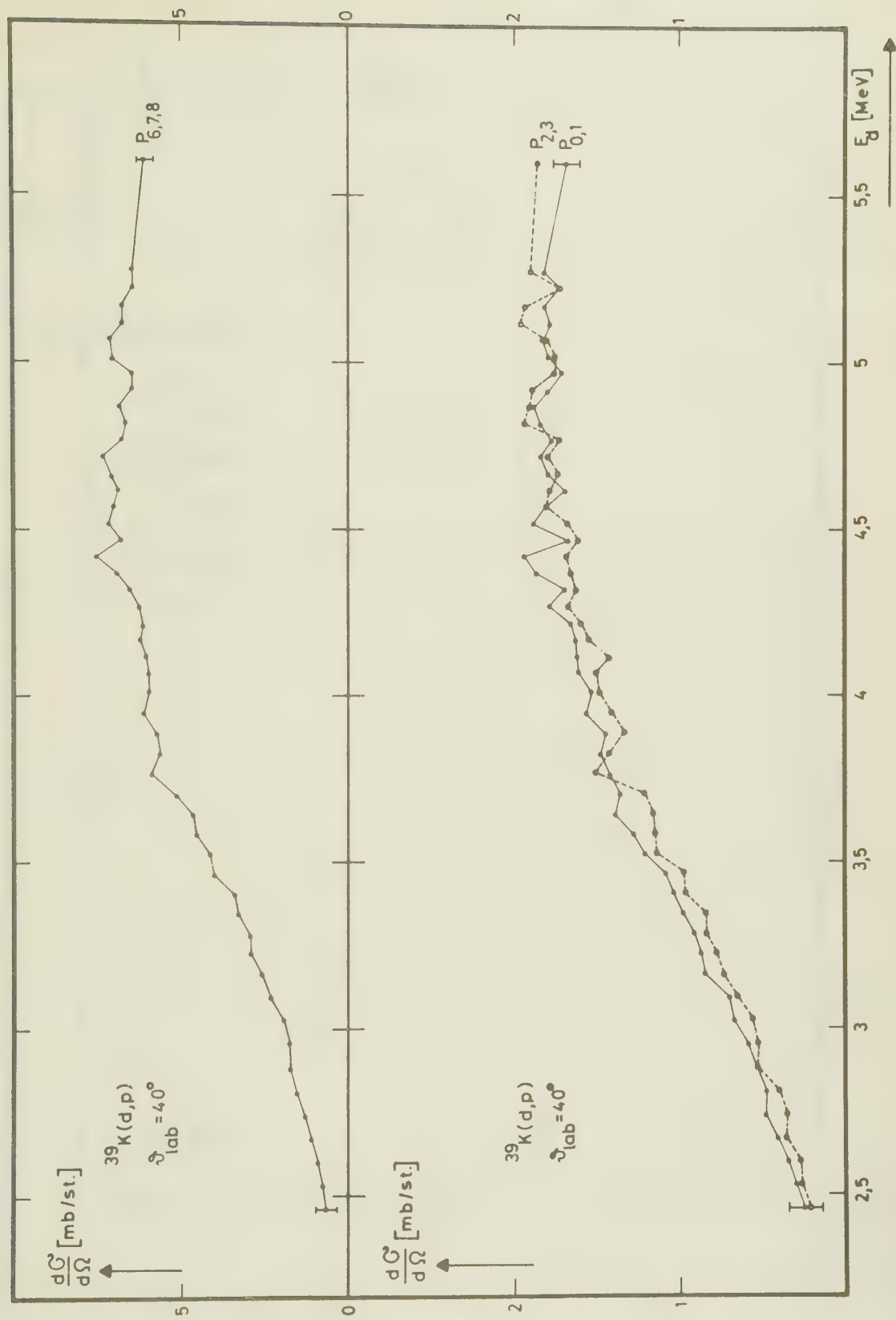


Abbildung 8
Anregungsfunktionen zur $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion

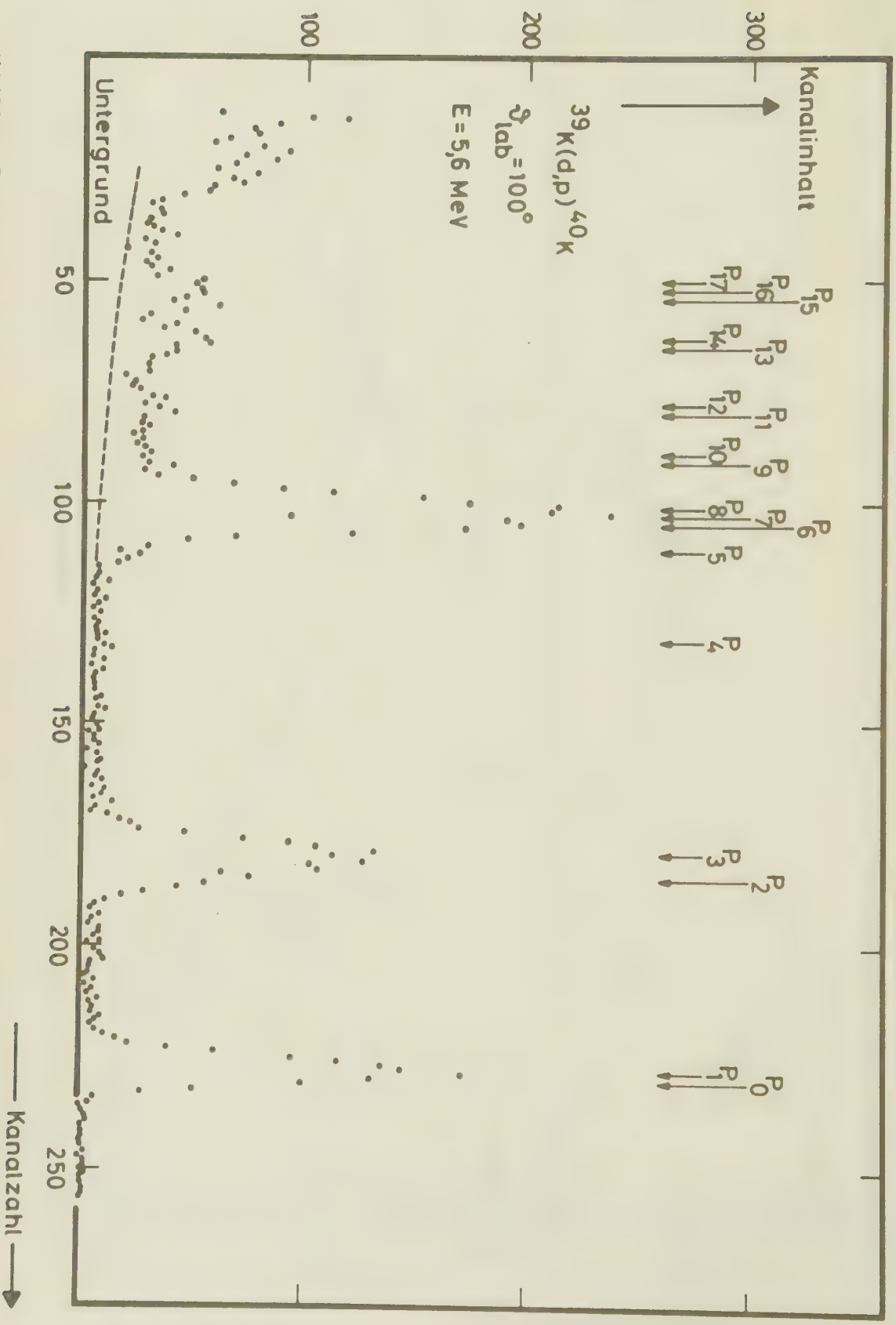


Abbildung 7
Protonenspektrum der $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion

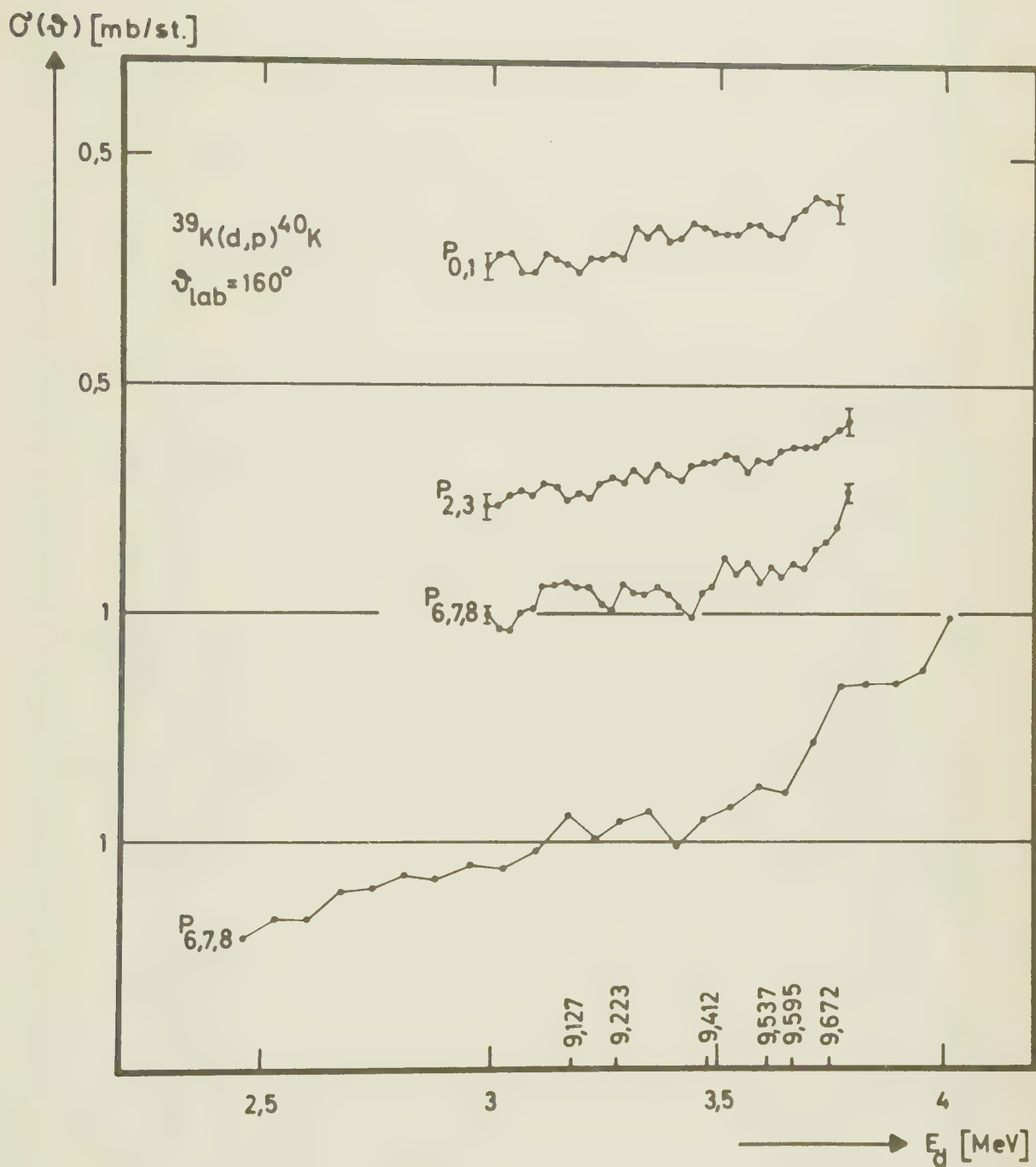
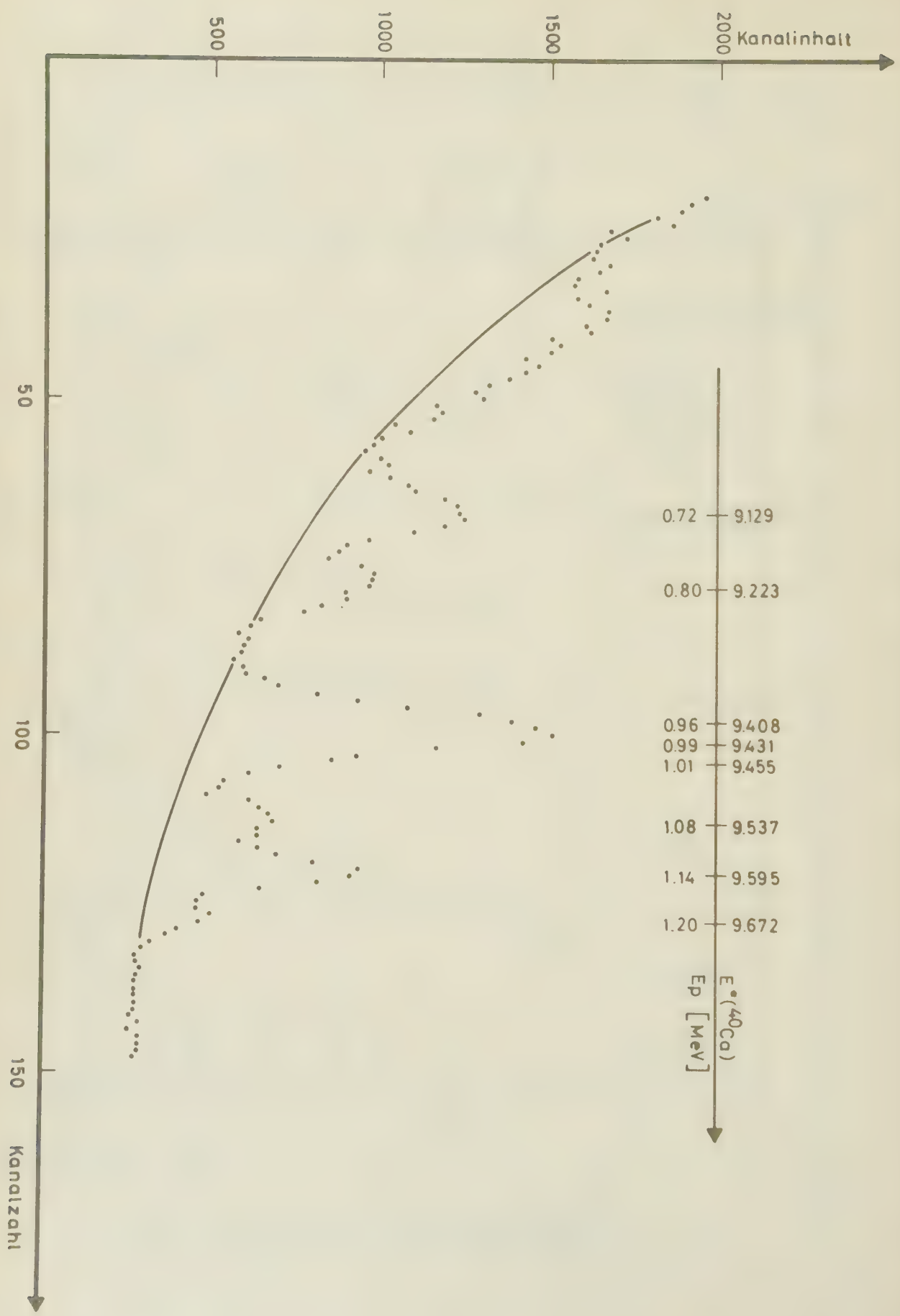


Abbildung 9
 Anregungsfunktionen der $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion und die
 Kopplung analoger Kanäle

Abbildung 11
 Protonenspektrum der $^{39}\text{K}(\text{d}, \text{np})$ -Reaktion



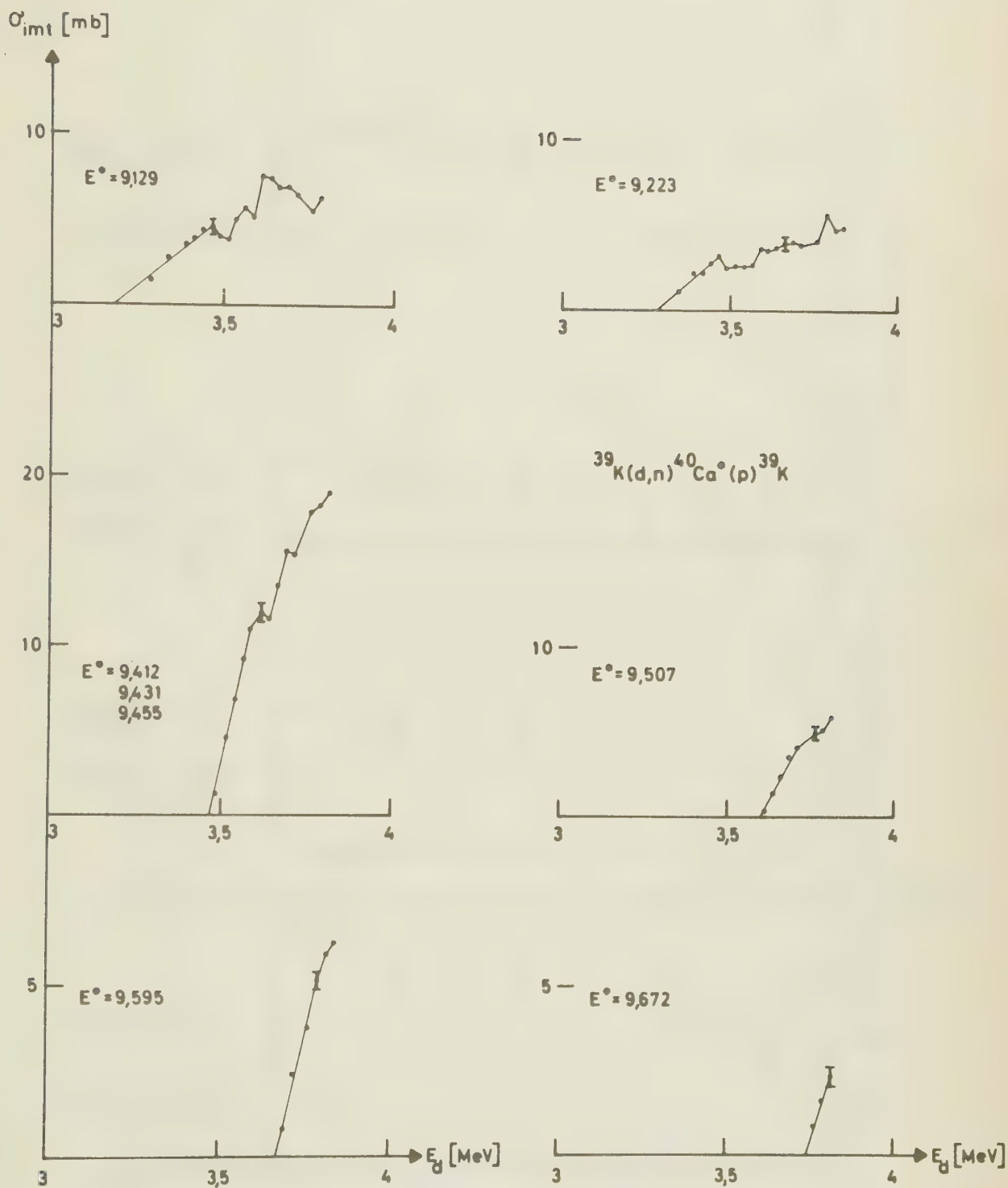


Abbildung 12
Anregungsfunktionen der $^{39}\text{K}(d,np)$ -Reaktion

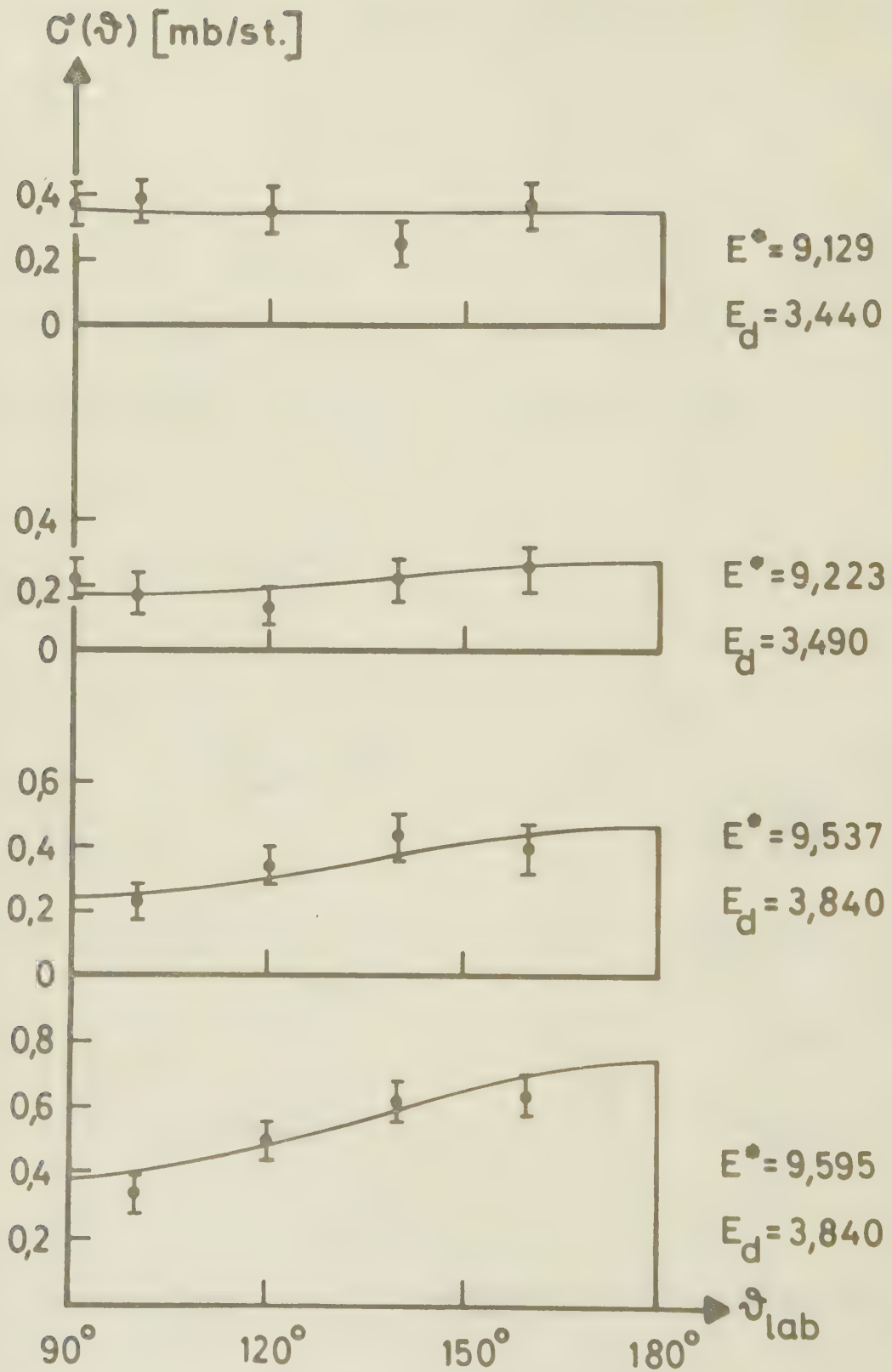
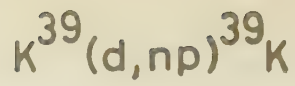


Abbildung 13

Winkelverteilungen der $^{39}K(d,np)$ -Reaktion

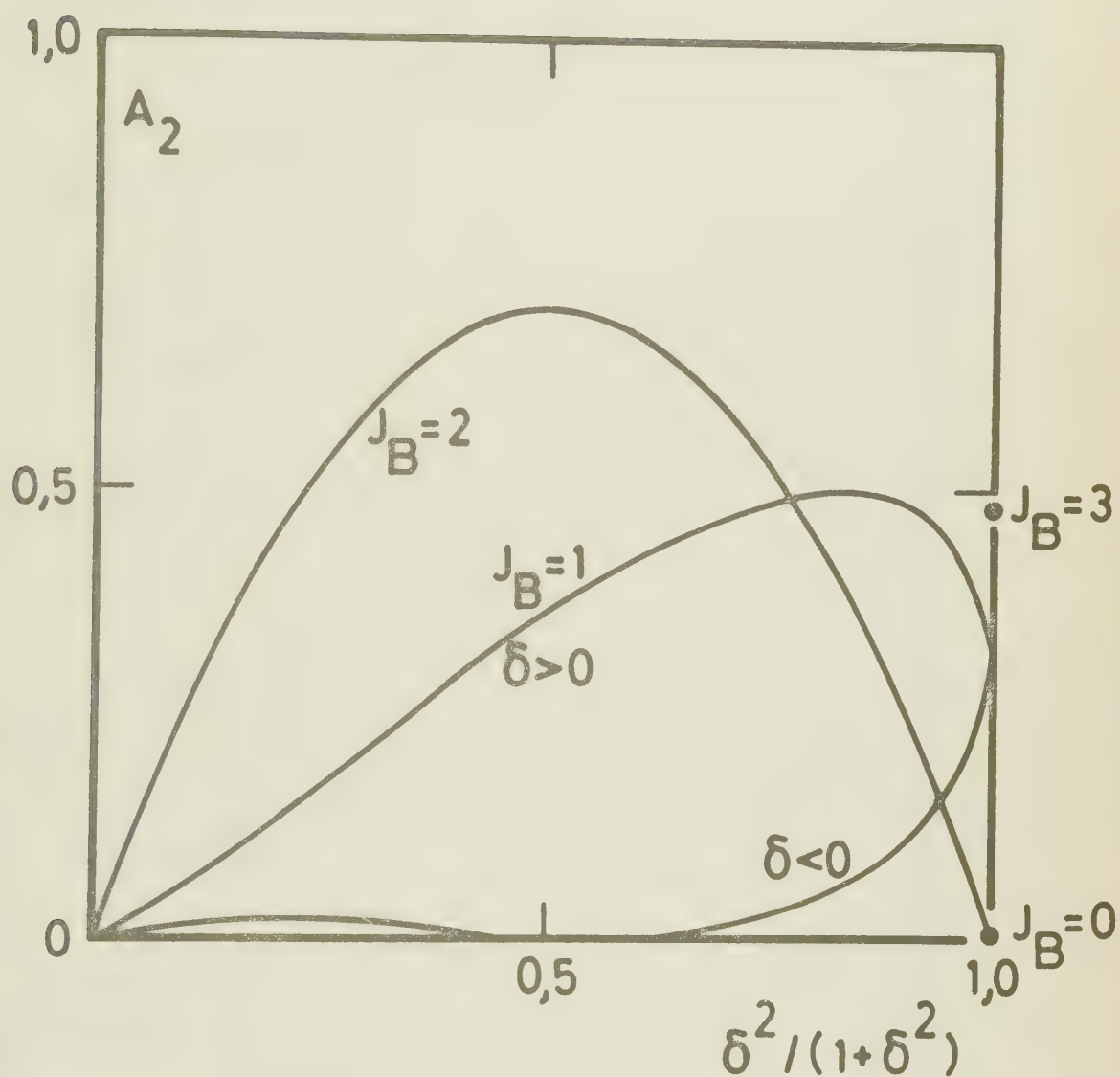


Abbildung 14

Bestimmung der Spinmischungsparameter δ

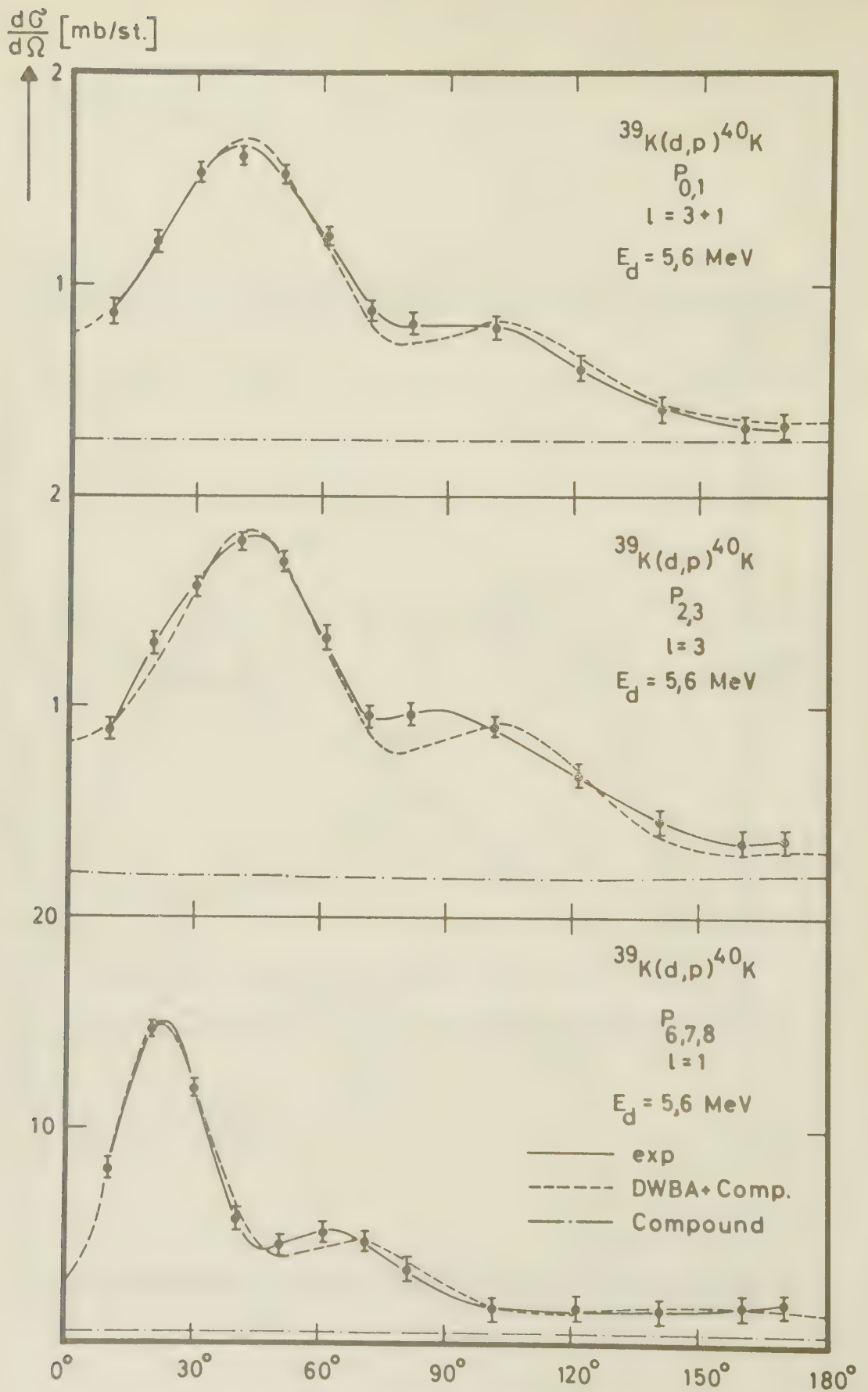


Abbildung 15

Winkelverteilungen der $^{39}\text{K}(d,p)$ -Reaktion

